

THESES

PRESENTEES A LA FACULTE DES
SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE
NANCY POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR INGENIEUR

PAR CLAUDE PATOU

**ETUDE ET REALISATION D'UNE MACHINE POLYVALENTE A PLASMA ALCALIN
ANALYSE PAR SONDES ELECTRIQUES DE SES DIFFERENTS REGIMES DE FONCTIONNEMENT**

SOUTENUES LE 24 FEVRIER 1966, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MEMBRES DU JURY

M.M. J. BARRIOL	Président
R. GUILLIEN	Examineurs
M. FELDEN	
R. HAUG	



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551914_0019

PUBLICATIONS DE L'UNIVERSITE DE NANCY
FACULTE DES SCIENCES

THESES

PRESENTEES A LA FACULTE DES
SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE
NANCY POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR INGENIEUR

PAR CLAUDE PATOU

ETUDE ET REALISATION D'UNE MACHINE POLYVALENTE A PLASMA ALCALIN
ANALYSE PAR SONDES ELECTRIQUES DE SES DIFFERENTS REGIMES DE FONCTIONNEMENT

SOUTENUES LE FEVRIER 1966, DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MEMBRES DU JURY

M.M. J. BARRIOL	Président
R. GUILLIEN	
M. FELDEN	Examineurs
R. HAUG	

1955

PROFESSEUR A. A. BARRON
CHARGÉ DE L'ENSEIGNEMENT
DE LA PHYSIQUE GÉNÉRALE
ET DE LA MÉCANIQUE

PAR M. A. BARRON

STUDIE ET RÉDIGÉE PAR M. A. BARRON
ANALYSE PAR M. A. BARRON



RECHERCHES SUR LA MÉCANIQUE GÉNÉRALE

MEMOIRE DE M. A. BARRON

M. A. BARRON

R. GILLES

M. FELD

R. HALL

Doyen : M. AUBRY

Assesseur : M. GAY

Doyens Honoraires : MM. CORNUBERT - DELSARTE - URION - ROUBAULT.

Professeurs honoraires : MM. CROZE - RAYBAUD - LAFITTE - LERAY - JULY - LAPORTE - EICHHORN - GODEMENT - DUBREUIL - L. SCHWARTZ - DIEUDONNE - DE MALLEMANN - LONGCHAMBON - LETORT - DODE - GAUTHIER - GOUDET - ULMER - CORNUBERT - CHAPELLE - GUERIN - WAHL.

Maîtres de Conférences honoraires : MM. LIENHART - PIERRET

PROFESSEURS

MM. URION	Chimie biologique
DELSARTE	Analyse supérieure
ROUBAULT	Géologie
CAPELLE	Mécanique rationnelle
VEILLET	Biologie animale
BARRIOL	Chimie théorique
BIZETTE	Physique
GUILLIEN	Electronique
GIBERT	Chimie physique
LEGRAS	Mécanique rationnelle
BOLFA	Minéralogie
NICLAUSE	Chimie
FAIVRE	Physique appliquée
AUBRY	Chimie minérale
DUVAL	Chimie
COPPENS	Radiogéologie
FRUHLING	Physique
SUHNER	Physique expérimentale
HILLY	Géologie
LE GOFF	Génie chimique
CHAPON	Chimie biologique
HEROLD	Chimie miné. industrielle
SCHWARTZ B.	Exploitation minière
GAYET	Physiologie
*MALAPRADE	Chimie
MANGENOT	Botanique
HADNI	Physique
BONVALET	Mécanique appliquée
*KERN	Minéralogie
*BASTICK	Chimie
DUCHAUFOUR	Pédologie
NEEL	Chimie Orga. Industrielle
GARNIER	Agronomie

MM. *WEPPE	Minéralogie appliquée
BERNARD	Géologie appliquée
*CHAMPIER	Physique
*REGNIER	Physico-chimie
*GAY	Chimie biologique
*WERNER	Botanique
*CONDE	Zoologie
STEPHAN	Zoologie
EYMARD	Calcul différentiel et intégral
LEVISALLES	Chimie organique
Mme HERVE	Méthodes mathématiques de la physique
*GOSSE	

(* Professeur titulaire à titre personnel)

MAITRES DE CONFERENCES

MM. ROCCI	Géologie
VUILLAUME	Psychophysiologie
Mme BASTICK	Chimie M.P.C (Epinal)
GUDEFIN	Physique
HORN	Physique propédeutique
FRENTZ	Biologie animale
AUROUZE	Géologie
MARI	Chimie (I.S.I.N)
LAFON	Physique (I.S.I.N)
FELDEN	Phys. théorique et nucléaire
FLECHON	Physique M.P.C
VIGNES	Métallurgie
Mle HUET	Mathématiques S.P.C.N
DEVIOT	Physique du solide
BLAZY	Minéralogie appliquée (E.N.S.G.)
BALESDENT	Thermodynamique chimie appliquée
JANOT	Physique M.P.C. (Epinal)
JACQUIN	Pédologie et Chimie agricole
CACHAN	Entomologie appliquée (E.N.S.A.)
MARTIN	Chimie M.P.C.
MAINARD	Physique M.G.P.
N...	Probabilités et statistiques
N...	Mécanique (I.S.I.N)
N...	Mathématiques
N...	Mécanique expérimentale
N...	Génie chimique
N...	Mathématiques M.P.C.
N...	Mathématiques S.P.C.N.
N...	Mécanique des fluides (I.S.I.N)
N...	Mathématiques appliquées
N...	Physiologie animale

Nous exprimons notre profonde gratitude à Monsieur le Professeur BARRIOL qui a bien voulu nous faire l'honneur de présider notre jury.

Nos remerciements vont également à Monsieur le Professeur GUILLIEN, Directeur de l'E.N.S.E.M. qui a accepté de participer à notre jury.

Ce mémoire est le premier résultat d'une équipe qui a été créée et est animée depuis décembre 1962 par Monsieur le Professeur FELDEN à qui nous sommes heureux d'exprimer toute notre reconnaissance pour l'aide qu'il nous a apportée, et par Monsieur HAUG, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique à qui nous exprimons notre profonde gratitude pour son aide constante et ses nombreuses suggestions et discussions.

Les dernières expériences ont été menées en collaboration avec Monsieur SCHIRMANN, Assistant, que nous remercions pour son aide amicale.

Nos remerciements vont également à tout le personnel du Laboratoire de Physique Théorique et Nucléaire et de l'E.N.S.E.M. et en particulier à Mademoiselle BOULOGNE qui s'est chargée de la dactylographie.

Nous exprimons enfin toute notre gratitude au Commissariat à l'Energie Atomique pour l'aide matérielle qu'il nous a apportée.

Ce travail a été entièrement financé par les crédits que nous ont accordé le Conseil Général de Meurthe et Moselle et la Ville de NANCY à qui nous sommes heureux d'exprimer toute notre gratitude.

- P L A N -

I - INTRODUCTION -

II - LES PHENOMENES FONDAMENTAUX -

- 1 - Création des ions
 - a) Ionisation de contact
 - b) Loi de SAHA
- 2 - Origine des électrons
 - a) Loi de RICHARDSON
 - b) Répartition des vitesses des électrons émis
- 3 - Formation d'un plasma dans l'espace
 - a) Différents régimes de fonctionnement
 - b) Phénomènes d'interaction - libre parcours moyen

III - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX -

A - LA MACHINE

- 1 - Principaux paramètres
 - a) Pression de vapeur du césium
 - b) Température de l'émetteur
 - c) Géométrie
- 2 - Réalisation de la machine
 - a) Aspects technologiques
 - b) L'enceinte
 - c) L'émetteur
 - d) L'espace utile
- 3 - Déroulement de l'expérience
 - a) Etuvage et vide
 - b) Césium
 - c) Conclusion

B - LES SONDES

- 1 - Réalisation
- 2 - Technique d'enregistrement
- 3 - Conclusion

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX -

A - LES SONDES ET LEUR UTILISATION

- 1 - Rappels théoriques
 - a) Collection d'une sonde dans un plasma
 - b) Collection d'une sonde dans un flux parallèle d'électrons
- 2 - Caractéristiques expérimentales
 - a) Régime de collision
 - b) Régime de particules libres
- 3 - Conclusion

B - REGIME DE COLLISION

- 1 - Caractéristique dérivée seconde
- 2 - Etude des variations du potentiel d'inflexion
 - a) Variation en fonction de la position de la sonde
 - b) Variation en fonction de la température de l'émetteur
- 3 - Température et densité électronique

C - REGIME DE PARTICULES LIBRES

- 1 - Caractéristique dérivée seconde
- 2 - Etude des variations du potentiel d'inflexion
 - a) Variation en fonction de la température de l'émetteur

- b) Variation en fonction de la position de la sonde
- c) Influence de la pression de césium
- d) Conclusion

3 - Courant de sonde (I_{eo}) et température électronique

D - REGIME INTERMEDIAIRE

- 1 - Etude des différents pics
- 2 - Conclusion

V - CONCLUSION -

I - INTRODUCTION -

Un plasma idéal peut être défini comme un mélange électriquement neutre d'atomes, d'ions et d'électrons. Infiniment conducteur de l'électricité, le milieu est équipotentiel. Il est isotrope et les divers constituants sont en équilibre thermodynamique.

En pratique, un plasma réel s'écarte plus ou moins de ces conditions théoriques. S'il est relativement facile, lors d'une expérience, de réaliser une neutralité macroscopique, on ne satisfait pas toujours aux autres critères. Le contact d'un plasma avec les parois de l'enceinte qui le contient crée par exemple une région transitoire appelée gaine, au sein de laquelle les conditions énoncées ne sont pas satisfaites.

Il existe de nombreux moyens pour obtenir un plasma en laboratoire et la décharge électrique dans les gaz est très souvent utilisée. Ce n'est cependant pas la seule méthode et il est possible de créer un plasma alcalin par "ionisation de contact", comme l'a montré LANGMUIR {1}. Cette méthode présente l'avantage de contrôler la création des ions indépendamment de celle des électrons et elle a connu un réel essor ces dernières années par suite de son application dans les convertisseurs d'énergie thermique en énergie électrique {2}.

Les principaux paramètres macroscopiques qui décrivent ce milieu sont les suivants : nature des constituants, densité, charges, fonctions de répartition des vitesses, ainsi que les configurations électriques et magnétiques. La spectrographie de masse permet de déterminer la nature des particules. Les jauges dans certains cas peuvent mesurer la densité des particules neutres.

Les méthodes les plus répandues pour mesurer la densité des porteurs restent les hyperfréquences et les sondes électriques {3}. Ces dernières mesurent également la vitesse aléatoire des particules chargées, c'est-à-dire leur température dans le cas de distribution maxwellienne. D'autre part, la sonde permet de déterminer dans un plasma le potentiel local. Par contre son utilisation nécessite un certain nombre de précautions. Diverses variantes connues comme par exemple la sonde à grille {4}, la sonde à résonance {5}{6}, ont récemment élargi leur domaine d'utilisation ce qui fait que cet instrument est très employé. Nous allons, pour notre part étudier en détail leur utilisation dans des conditions physiques définies.

Le but de notre travail est de réaliser une machine dans laquelle puisse prendre naissance un milieu alcalin ionisé dont on puisse contrôler la formation et les caractéristiques à l'aide de sonde. Les résultats présentés se limiteront au cas du césium bien que les processus mis en jeu permettent théoriquement de créer un milieu ionisé à partir de la plupart des vapeurs alcalines.

Nous nous proposons de montrer que les sondes utilisées en milieu ionisé fournissent des caractéristiques courant tension de forme sensiblement identiques quand la nature du milieu varie alors que leur exploitation en dépend. En effet les renseignements que l'on peut en tirer sont très différents selon que le milieu est isotrope (plasma) ou non (flux). Le problème est alors de savoir dans quel régime on se trouve pour pouvoir interpréter les résultats obtenus à partir des sondes électriques.

II - LES PHENOMENES FONDAMENTAUX -

L'ionisation de contact permet de séparer la génération des ions de celle des électrons puisqu'elle résulte de deux processus différents. La création des porteurs de charge positive se fait au niveau d'une paroi métallique portée à une température convenable et nommée émetteur ($\bar{E}$) conformément à la loi de SAHA. Cette paroi chaude émet également des électrons en accord avec la loi de RICHARDSON. Après avoir rappelé ces deux phénomènes, nous verrons dans quelles conditions les ions et les électrons ainsi créés peuvent former dans l'espace un milieu ionisé qui, dans certains cas est un plasma.

1 - CREATION DES IONS -

a) Ionisation de contact

LANGMUIR {1} et plus tard MORGULIS {7} ont montré que lorsqu'un atome ou une molécule vient s'adsorber sur un métal il peut être réémis sous forme neutre ou sous forme d'ion, positif ou négatif selon les conditions expérimentales et la nature de l'atome incident.

Ce processus est décrit en détail dans la littérature {8} (cette référence contient une abondante étude bibliographique). Rappelons-en cependant les points principaux. Soit V_i le potentiel d'ionisation de l'atome incident. On sait {9}{10} que les niveaux électroniques d'un métal et d'un atome adsorbé ne forment qu'un seul système et le niveau V_i est remplacé par une bande presque continue dont le maximum V et la largeur dépendent de la distance x entre l'atome et le réseau cristallin. Plus x augmente plus V tend vers V_i .

Quand l'atome est adsorbé il y a échange continuuel entre les électrons du réseau cristallin et l'électron de valence. La probabilité d'ionisation de contact peut être regardée comme le produit de deux probabilités, l'une concernant le franchissement de la distance critique x_0 (dite de transfert de charge) sous forme ionique ou neutre, l'autre caractérisant son évaporation sous l'une ou l'autre forme. L'énergie mise en jeu dans ce dernier cas diffère si l'évaporation a lieu sous forme neutre ou sous forme ionique ; en particulier l'existence d'un champ électrique à la surface du métal modifie cette probabilité dans le cas d'un ion.

Le phénomène intervient spontanément, sans apport d'énergie si le potentiel de sortie de l'émetteur (ϕ_E) est supérieur au potentiel d'ionisation (V_i) de l'atome incident.

La loi de SAHA décrit le phénomène à partir de considérations thermodynamiques mettant en évidence l'importance de la température du métal (T_E). Les conditions que nous rencontrerons pour la température de l'émetteur et son potentiel de sortie conduisent à choisir pour celui-ci, des métaux réfractaires tels que le tantale, le tungstène, le molybdène, le rhénium.

b) Loi de SAHA

Elle s'applique au cas d'un gaz monoatomique {11}. Les particules neutres, les ions et les électrons sont considérés comme équivalents à des gaz parfaits en équilibre thermodynamique à la température T . L'établissement de la loi ne suppose pas la neutralité électrique du milieu et peut, de ce fait, s'appliquer même à l'intérieur des gaines.

Soient n'_i et n'_e les densités ioniques et électroniques au voisinage immédiat de l'émetteur ; dans l'espace elles seront respectivement n_i et n_e .

Appelons n_0 la concentration des particules neutres en l'absence du phénomène d'ionisation, la densité devient n quand le processus est établi.

Soit α le coefficient d'ionisation défini par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{n_i}{n + n_i} = \frac{n_i}{n_0}$$

D'où

$$n = (1 - \alpha) n_0$$

La loi de SAHA se présente sous la forme d'une loi d'action de masse ; au voisinage de l'émetteur, en supposant que la température d'équilibre (T) soit la température de l'émetteur (T_E) elle s'écrit :

$$\frac{n'_i \times n'_e}{n} = \left(\frac{2\pi m k T_E}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{eV_i}{kT_E}\right) \quad (I)$$

m est la masse de l'électron

k la constante de BOLTZMANN

h la constante de PLANCK

A partir de l'équation de RICHARDSON, on peut calculer

$$n'_e = 2 \left(\frac{2\pi m k T_E}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{e\phi_E}{kT_E}\right)$$

ainsi :

$$\frac{n'_i}{n} = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{e(\phi_E - V_i)}{kT_E}\right) \quad (II)$$

Cette dernière expression est connue sous le nom de loi de SAHA - LANGMUIR.

Suivant les conditions expérimentales la densité des ions peut être supérieure ou inférieure à celle des électrons permettant ainsi la création devant l'émetteur d'une zone chargée positivement ou négativement que l'on appelle gaine.

Cette loi est souvent écrite sous une autre forme, plus commode pour le calcul. Soit v avec les accentuations et les indices définis pour n , le flux de particules. A l'équilibre, le flux total d'atomes (neutres et ionisés) frappant l'émetteur est v_a .

Si v'_i représente le flux d'ions près de la surface, on a :

$$v_a = v + v'_i$$

qu'il convient de distinguer de

$$v_o = v + v_i$$

puisque le flux d'ions (v'_i) peut être différent du flux d'ions (v_i) dans l'espace, s'il y a une gaine. Ainsi la loi s'écrit : (13)

$$\frac{v'_i}{v_a} = \frac{1}{1 + 2 \exp \left(- \frac{e(\phi_E - v_i)}{kT_E} \right)} \quad (\text{III})$$

Cette relation donne donc le rapport entre le flux d'ions évaporé de l'émetteur et le flux total (neutres et ions) incident.

Il faut remarquer que le paramètre ϕ_E qui intervient ici est le potentiel de sortie du métal éventuellement recouvert d'atomes absorbés qui peuvent être de nature quelconque. Il faut donc le distinguer du potentiel de sortie du métal pur. De plus ce potentiel varie avec le recouvrement donc avec la pression des atomes incidents (P_o) et avec la température de l'émetteur (T_E). Ainsi en ce qui nous concerne, nous avons travaillé avec de la vapeur de césium qui vient s'ioniser sur une surface en tantale.

Quand la température de cette paroi décroît, on passe continûment de $\phi_E = 4,2$ volts (potentiel de sortie du tantale) à $\phi_E = 1,8$ volt (potentiel de sortie du césium). Ceci montre que dans le premier cas le recouvrement en césium est nul alors que dans le second cas il est total, le passage entre ces deux états se faisant par variation continue de l'état de la surface. {14}{15}

En fait l'expérience montre {16} que ϕ_E passe par un minimum pour un recouvrement de 70% environ ; ce fait n'a pas encore été pleinement expliqué. La figure (1) donne les variations du potentiel de sortie du tantale en fonction de la température de l'émetteur pour différentes pressions de césium et on observe que le minimum est égal à 1,6 volt. {17}

2 - ORIGINE DES ELECTRONS -

a) Loi de Richardson

RICHARDSON et VON LAUE {18} ont relié l'émission électronique d'un métal à sa température et à son potentiel de sortie par la relation suivante :

$$I_e = AT_E^2 \exp \left(- \frac{e\phi_E}{kT_E} \right) \text{ Ampère/cm}^2 \quad \text{(IV)}$$

$$A = \frac{4\pi mk^2 e}{h^3} = 120 \text{ Ampère/cm}^2 (^\circ K)^2$$

En théorie A apparaît comme une constante. Pour tenir compte de l'expérience on adopte pour A la valeur 60 pour le tantale et 100 pour le tungstène {19}.

NOTTINGHAM {20} a fait ressortir les difficultés d'application de cette loi dont l'établissement ne tient pas compte de réflexions éventuelles des électrons à la sortie du métal et des phénomènes d'émission par effet de champ.

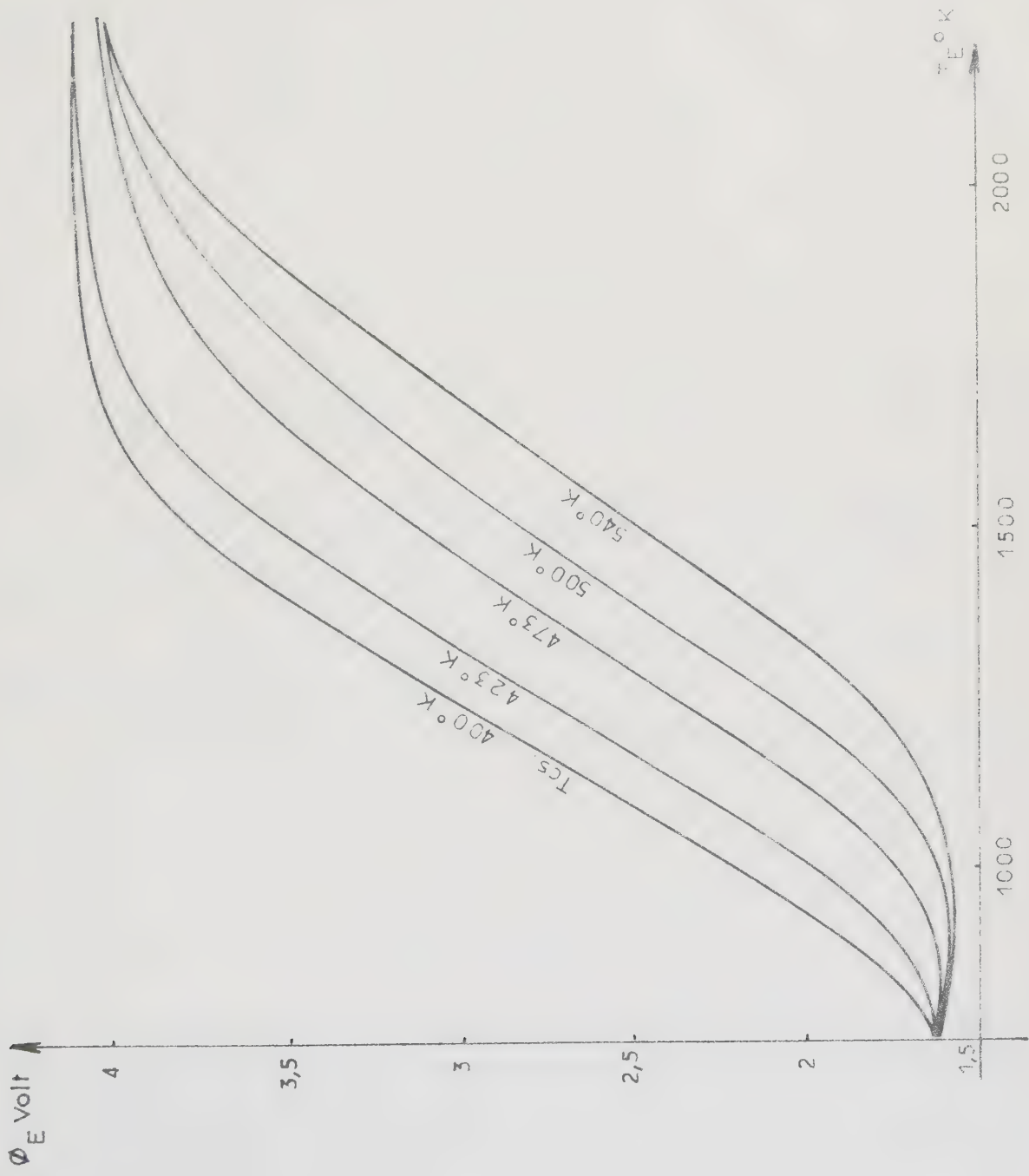


Fig. 1. Valeur du potentiel de sortie du tantale en fonction de sa température et de la pression de vapeur de césium.

A cause des variations de ϕ_E liées à la présence de césium, l'émission suit une loi plus compliquée ; l'émission électronique est représentée par les courbes classiques de LANGMUIR {14}{21} dites courbes en "S". A l'occasion de certaines expériences que nous décrirons lors de la mesure de P_0 , nous avons pu retracer celles-ci avec un filament en tungstène (fig. 2).

b) Répartition des vitesses des électrons émis

Soit ox l'axe normal à la surface de l'émetteur supposée plane ; l'extérieur du métal correspond à des valeurs positives de x .

Appelons v'_x, v'_y, v'_z les composantes de la vitesse v' d'un électron à l'intérieur du métal ; v_x, v_y, v_z sont les composantes de la vitesse v d'un électron sorti du métal.

On sait que la répartition des vitesses v' obéit à la statistique de FERMI-DIRAC {12}.

Les diverses quantités introduites sont liées par :

$$\left[\begin{array}{l} v_y = v'_y \\ v_z = v'_z \\ \frac{1}{2} m v_x^2 = \frac{1}{2} m v_x'^2 - e\phi_E \end{array} \right.$$

Une approximation justifiée par l'ordre de grandeur de la population émise {22} conduit à donner au nombre dN d'électrons de vitesse normale comprise entre v_x et $v_x + dv_x$, sortant pendant l'unité de temps par unité de surface du métal à la température T_E , la forme suivante :

$$\left[\begin{array}{l} dN = K \exp\left(-\frac{e\phi_E}{kT_E}\right) \cdot \exp\left(\frac{-\frac{1}{2}mv^2}{kT_E}\right) v_x dv_x dv_y dv_z \\ v_x > 0 \end{array} \right. \quad (V)$$

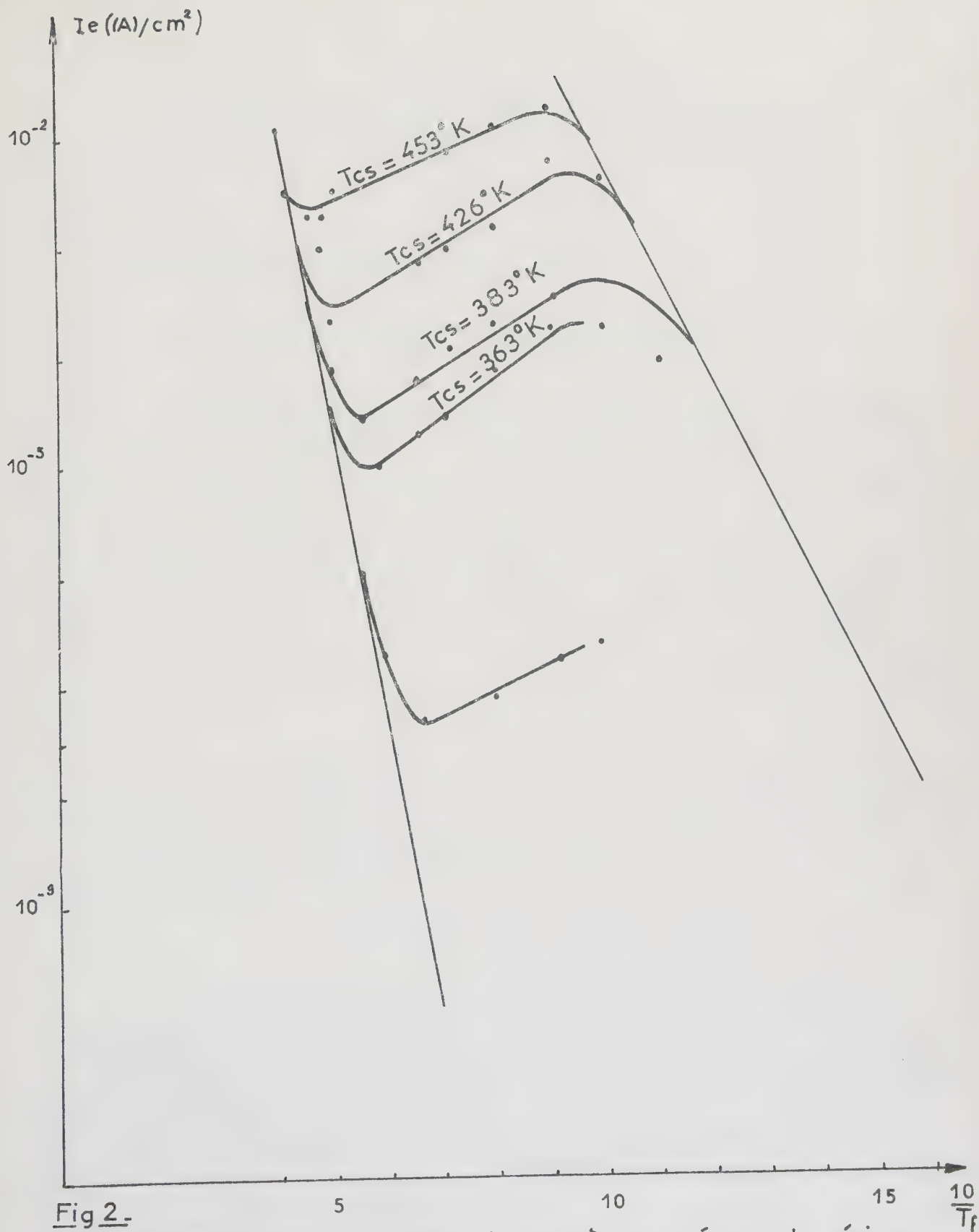


Fig 2-

Emission électronique d'un filament de tungstène en présence de césium.

Cette loi est souvent appelée loi de distribution "demi-maxwellienne" à cause de la restriction sur le signe de V_x . {23}

3 - FORMATION D'UN PLASMA DANS L'ESPACE -

a) Différents régimes de fonctionnement

La figure 3 donne, en illustration de la loi de SAHA, la nature et l'importance de la gaine qui se développe devant un émetteur en tantale en fonction de sa température et de la pression de vapeur de césium {13}. Dans la plupart de nos expériences c'est une gaine ionique qui se crée devant l'émetteur et, dans ce cas, la figure 4 représente schématiquement le diagramme des potentiels dans l'espace {24}. L'émetteur est supposé plan et de grandes dimensions et son niveau de FERMI est la référence des potentiels ; ϕ_E est pris en valeur absolue et l'axe des potentiels est dirigé vers le bas.

En A la distribution des vitesses des électrons suit la relation (V). Supposons que l'ensemble des électrons émis passe de A à B sans subir aucune interaction. Les électrons se trouvent accélérés et chacun acquiert l'énergie

$$E_o = \frac{1}{2} m v_o^2 = e(\phi_E + V_D) \quad (VI)$$

Les vitesses des électrons restent positives et nous nous trouvons en présence d'un spectre demi-maxwellien accéléré. Ces électrons sont dits électrons primaires. Si la dispersion thermique du spectre en A est T_E et si les électrons n'interagissent pas, elle reste T_E {25} en B, cependant chaque électron voit sa vitesse augmentée d'une vitesse v_o positive et dirigée selon ox .

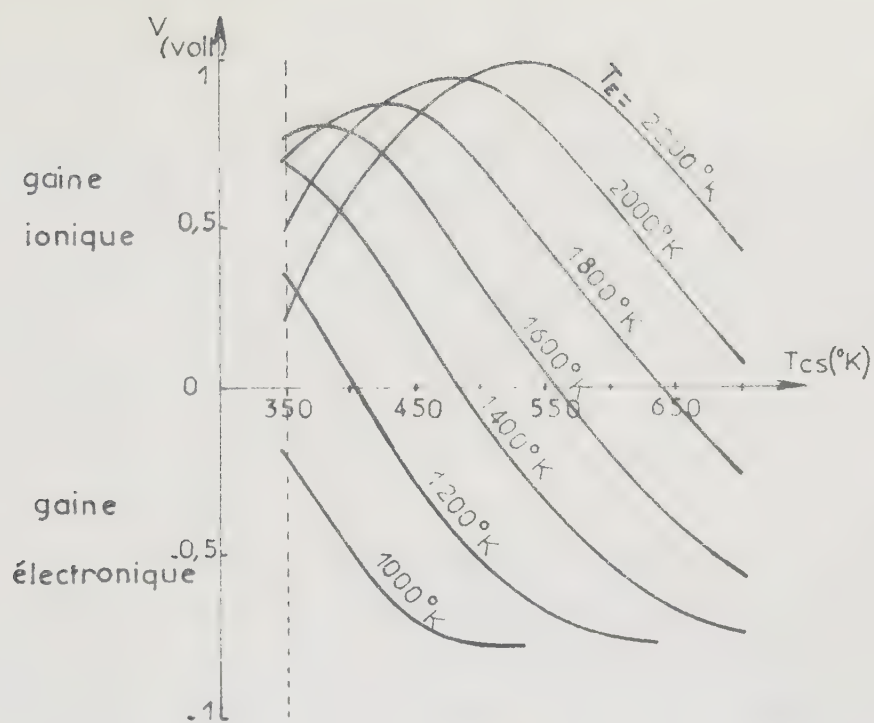


Fig 3-. Nature et importance de la gaine devant un émetteur en tantale en présence de césium.

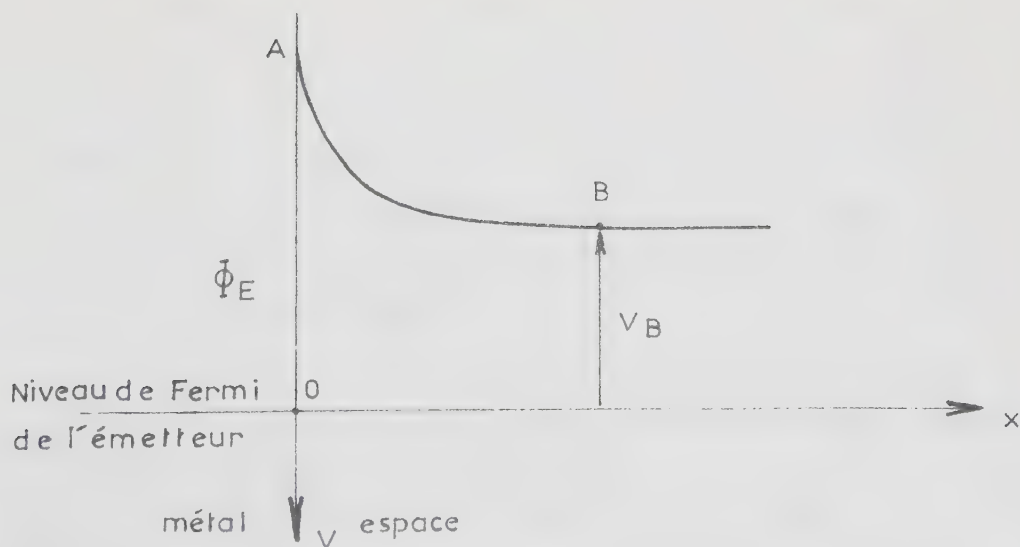


Fig 4-. Variation du potentiel devant l'émetteur (schématisé)

Le groupe d'électrons ne peut participer à la population électronique du plasma puisque la répartition de ses vitesses n'est pas isotrope. Cependant si ces électrons primaires subissent un certain nombre d'interactions, les chocs peuvent conduire à une redistribution isotrope entraînant une thermalisation de ces électrons.

Deux cas limites peuvent donc se présenter dans l'espace devant l'émetteur :

- les conditions physiques (pression de césium en particulier) sont telles que les électrons primaires n'interagissent pas. On obtient alors un flux d'électrons libres dans l'espace. Le comportement de ceux-ci ne dépend que des configurations électriques ou magnétiques rencontrées en supposant négligeables les interactions électron-électron.

- les électrons primaires subissent un grand nombre d'interactions. Ils sont thermalisés et le spectre final montre une dispersion T_e . Du fait de l'apport d'énergie au passage dans la gaine ionique la température T_e est supérieure à T_F {25}. Les résultats obtenus justifieront cette remarque.

La machine que nous avons construite permet de se placer dans l'un ou l'autre cas et même de passer de façon continue de l'un à l'autre en modifiant divers paramètres (pression de Césium, température de l'émetteur et géométrie de l'enceinte).

Dans certaines conditions nous pouvons même observer devant l'émetteur la zone d'interaction du flux des électrons primaires qui se thermalisent.

Remarquons que dans les conditions habituelles de fonctionnement, les ions sont émis à travers leur propre charge d'espace ce qui fait qu'ils ne peuvent acquérir d'énergie supplémentaire. Divers travaux {26} ont montré que la répartition des vitesses des ions est maxwellienne.

b) Phénomènes d'interactions - libre parcours moyen

Cette question a fait l'objet de nombreux travaux et une bibliographie importante est réunie dans le livre de BATES{27}. Les principaux processus physiques qui peuvent amener la thermalisation des électrons primaires sont essentiellement les chocs élastiques et inélastiques entre les électrons et les particules neutres, ces derniers pouvant donner des excitations et des ionisations. Citons encore les interactions entre particules chargées et les interactions collectives {28}.

Ces différents phénomènes peuvent chacun être caractérisés par un libre parcours moyen λ qui dépend de l'énergie de l'électron et des conditions physiques du milieu. La détermination de λ est compliquée puisque nous ne disposons pas d'un flux d'électrons monocinétiques. Soit v la vitesse d'un électron incident, si $I(\theta, v)$ représente la section efficace différentielle de diffusion dans l'angle θ (θ étant l'angle entre les vitesses avant et après le choc), la section efficace totale de diffusion est définie par la relation {29} :

$$Q_m(v) = \int (1 - \cos\theta) I(\theta, v) d\Omega$$

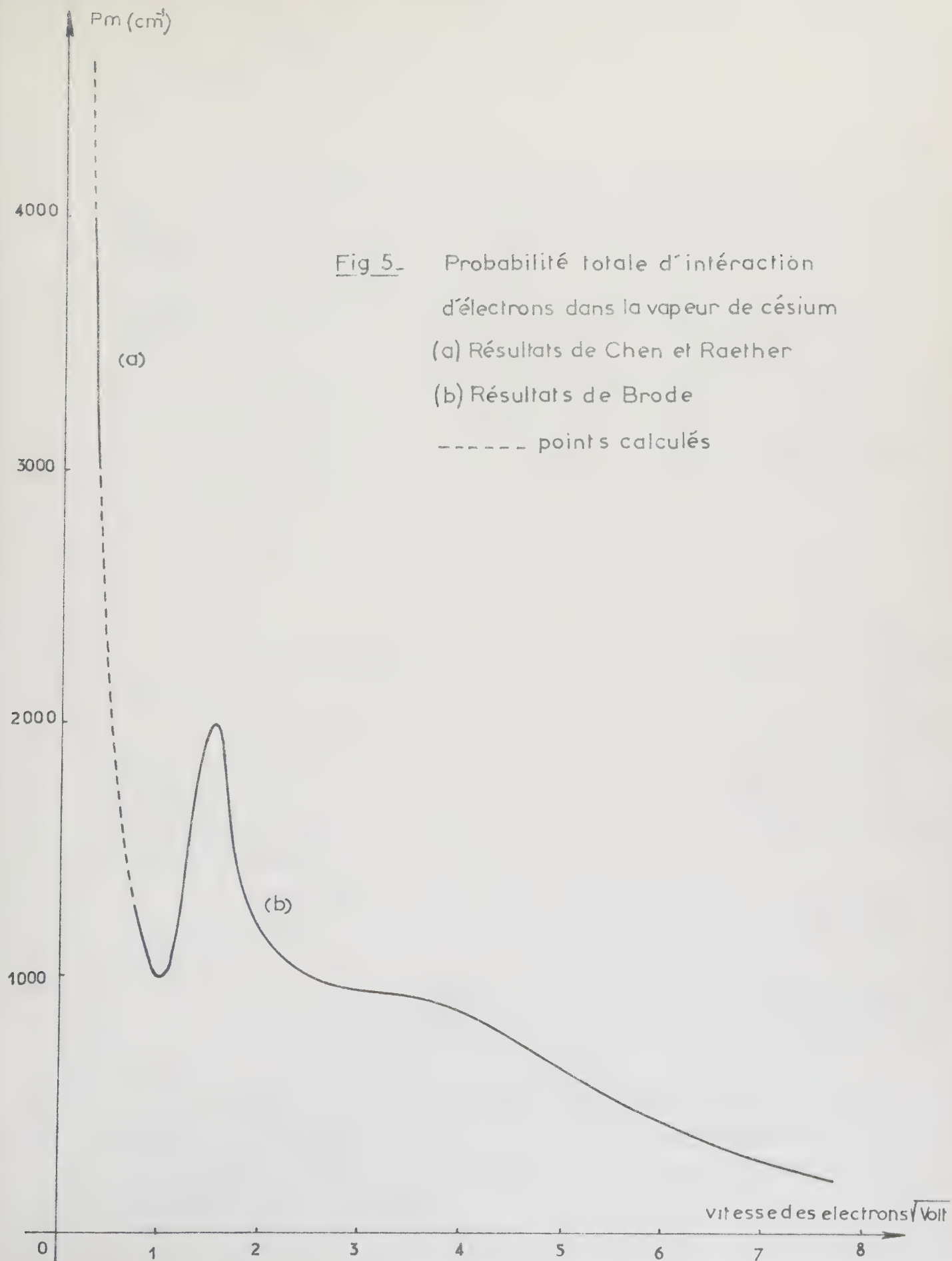
$d\Omega$ étant l'élément différentiel d'angle solide.

Le nombre de chocs P_m par unité de longueur dans un gaz sous une pression de 1 torr est tel que

$$P_m(v) = \frac{n_0 Q_m(v)}{p_0} \quad (\text{VII})$$

p_0 pression du gaz, mesuré à 0°C

n_0 densité de particules neutres dans l'espace.



Les résultats de BRODE {30} et plus récemment ceux de CHEN et RAETHER {31} qui concernent la probabilité d'interaction totale d'électrons dans la vapeur de césium ont permis de tracer la variation de P_m en fonction de v . (fig. 5). La courbe présente un minimum marqué pour des électrons d'énergie égale à 1 eV, ce phénomène est connu sous le nom de "effet RAMSAUER" {32}{33}.

Examinons quelques chiffres qui serviront de références dans la construction de la machine. Pour quelques processus, particulièrement importants d'interactions simples, calculons par exemple {25} le libre parcours moyen de choc élastique pour des électrons de 1 eV.

Pour :

$$P_0 = 6.10^{-4} \text{ torr} \quad \lambda_{en} = 2 \text{ cm}$$

$$P_0 = 3.10^{-3} \text{ torr} \quad \lambda_{en} = 0,2 \text{ cm}$$

Pour des électrons de 3 eV et pour le phénomène d'excitation les chiffres seront respectivement de 136 cm et de 1,6cm.

La machine construite laisse un espace de 10 cm de longueur libre devant l'émetteur. Fixons nous une valeur de P_0 et supposons que l'on puisse définir un libre parcours moyen total λ qui fixe l'ordre de grandeur de la distance que parcourent les électrons primaires avant d'être thermalisés.

Si on analyse le spectre des électrons à une distance d de l'émetteur à l'aide d'une sonde, deux cas peuvent se produire :

- 1) $d \ll \lambda$ la sonde voit le flux des électrons primaires
- 2) $d \gg \lambda$ la sonde observe un flux d'électrons thermalisés.

Dans certaines conditions de pression nous verrons qu'à l'aide de sondes mobiles nous pouvons observer successivement ces deux régimes en changeant seulement la distance d'observation d de la sonde à l'émetteur.

Il nous est donc possible d'étudier le régime transitoire. De plus, et c'est là le principal objet de notre travail, nous allons tout particulièrement nous intéresser à l'interprétation des informations physiques fournies par les sondes dans ces deux cas extrêmes et dans les cas intermédiaires ; nous verrons qu'il existe certaines difficultés si le milieu ionisé n'est défini qu'à partir des informations de sondes.

III - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX -

A) LA MACHINE

1 - PRINCIPAUX PARAMETRES -

Les lois qui régissent les émissions ioniques et électroniques ont fait apparaître l'importance de la température de l'émetteur (T_E) et de la pression de césium (P_0). Nous allons les examiner avant d'envisager la réalisation de notre machine.

a) Pression de vapeur du césium

Elle est déterminée par la température T_{cs} d'un réservoir contenant du césium si cette température est la plus faible de toute l'installation. Dans la gamme $280^\circ K < T_{cs} < 1000^\circ K$, la pression d'équilibre au-dessus du réservoir est donnée par {34} (fig. 6).

$$\text{Log } P_{cs} \text{ torr} = 11,33 - 1,45 \text{ Log } T_{cs} - \frac{4075}{T_{cs}} \quad (\text{VIII})$$

Le problème se pose de la façon suivante : réaliser le meilleur vide possible dans une enceinte dont les parois sont portées à haute température pour pouvoir ensuite admettre la vapeur de césium. Mais d'après ce qui précède, pour obtenir une pression de césium suffisamment élevée, il faut que l'ensemble de l'installation soit porté à une température supérieure ou égale à celle du réservoir. Compte tenu de nos impératifs expérimentaux la technologie actuelle ne nous permet pas de dépasser une température

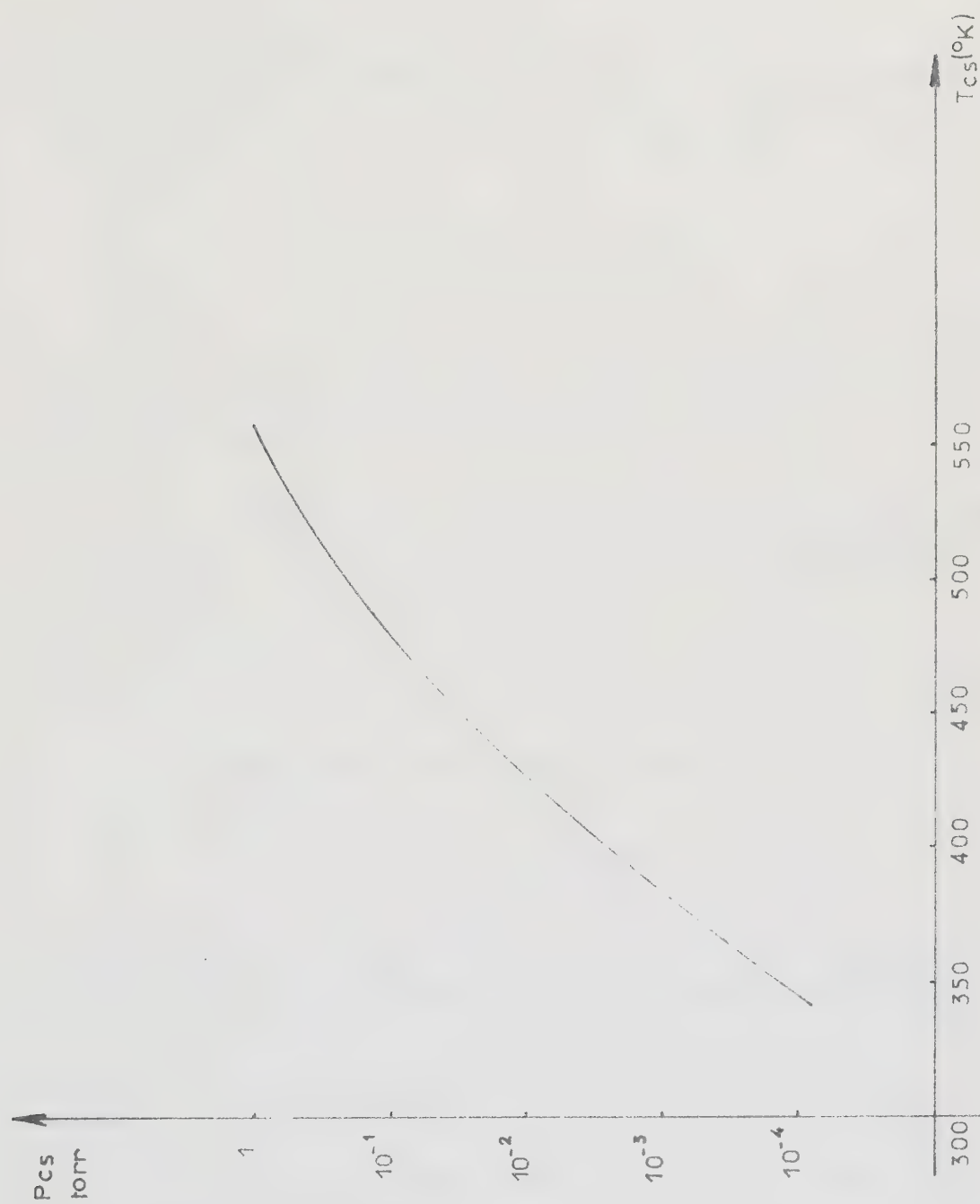


Fig 6.- Variation de la pression de vapeur du césium en fonction de la température du réservoir.

d'enceinte supérieure à 500°K. Dans ce cas la pression de vapeur saturante de césium ne peut pas dépasser 0,1 torr environ.

b) Température de l'émetteur

Si on prend $T_{cs} = 500^\circ K$ on peut calculer la température limite inférieure T_{E0} pour laquelle le césium ne se dépose pas encore sur l'émetteur.

NOTTINGHAM (35) reprenant les travaux de LANGMUIR a relié T_{cs} et T_{E0} par la relation semi-empirique

$$T_{E0} \approx 3,6 T_{cs}$$

Dans notre cas, on doit avoir :

$$T_{E0} = 1800^\circ K$$

ce qui est un minimum. Nous verrons que notre machine nous permet d'aller largement au-delà de cette température.

c) Géométrie

Elle est déterminée par les expériences envisagées. Nous avons voulu obtenir un volume expérimental utile de plusieurs dizaines de centimètres cubes. Ce volume se développe à partir de l'émetteur qui est plan et qui est chauffé sur 40 mm de diamètre. Il peut contenir un certain nombre d'électrodes et de dispositifs mobiles comme nous le verrons plus loin.

2 - REALISATION DE LA MACHINE -

a) Aspects technologiques du problème

Il faut pouvoir isoler du groupe de pompage, à 500°K, une enceinte de plusieurs litres. Pour éviter un important flux de dégazage, il est nécessaire d'étuver la machine à une température supérieure à 500°K et c'est pourquoi l'ensemble des composants utilisés peut supporter sous vide pendant plusieurs heures 720°K {36}.

Remarquons que le césium est chimiquement très réactif et c'est pourquoi tous les composants de l'enceinte doivent être très soigneusement sélectionnés pour résister à cette attaque, {37}{38} . C'est ainsi, par exemple, que l'emploi de la silice est impossible.

b) L'enceinte

- Corps de la machine :

La machine (photo 1) décrite sur la figure n° 7 est entièrement démontable. Les parois et les brides sont en acier inoxydable non magnétique, de qualité NS 22 S des aciéries d'UGINE. Les raccords sont réalisés par soudure à l'arc sous atmosphère d'argon.

La visserie est de qualité 18/12 avec 2% de molybdène.

L'ensemble est constitué par deux enceintes cylindriques A et B dont le diamètre intérieur est de 120 mm. La longueur totale est de 600 mm. L'étanchéité nécessaire entre A et B est assurée par l'émetteur. Chacune de ces deux enceintes est reliée au dispositif de pompage (pompe ionique ULTEK, débit 200 l/s) par l'intermédiaire d'une canalisation coudée de 60 mm de diamètre.

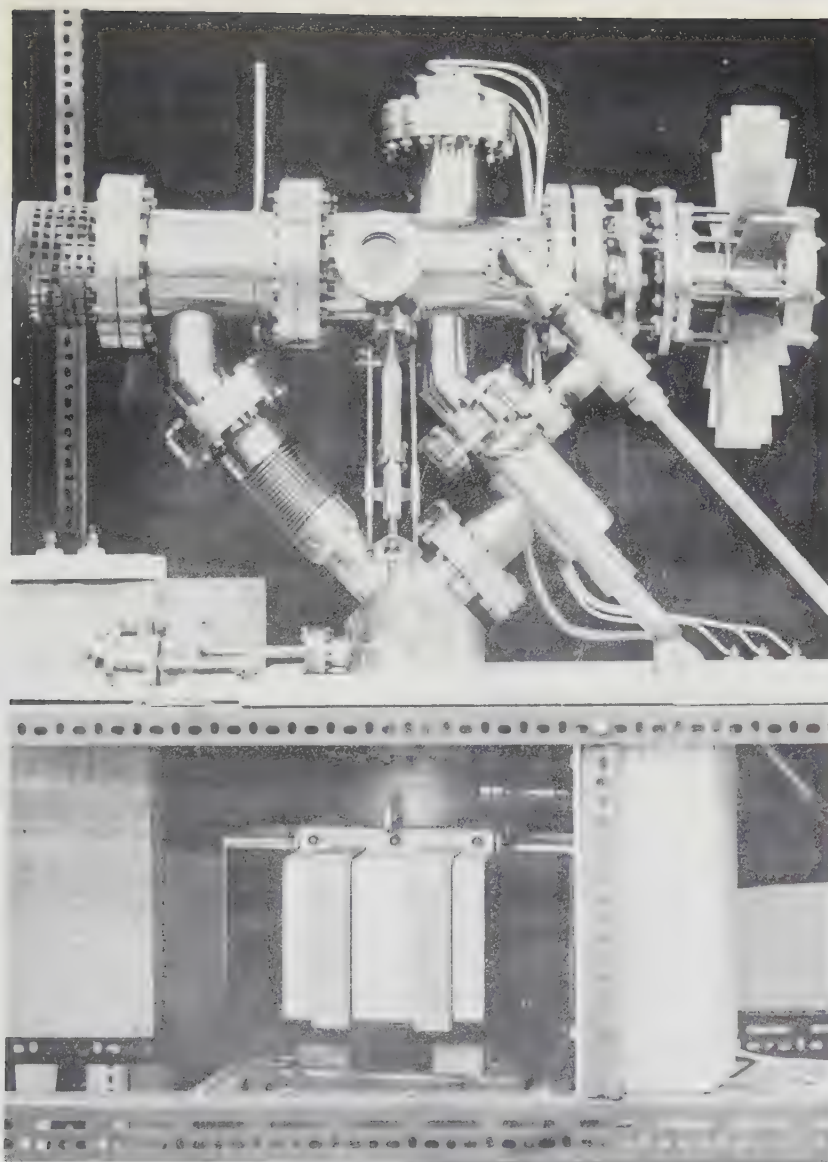


Photo 1 : Enceinte et pompe ionique

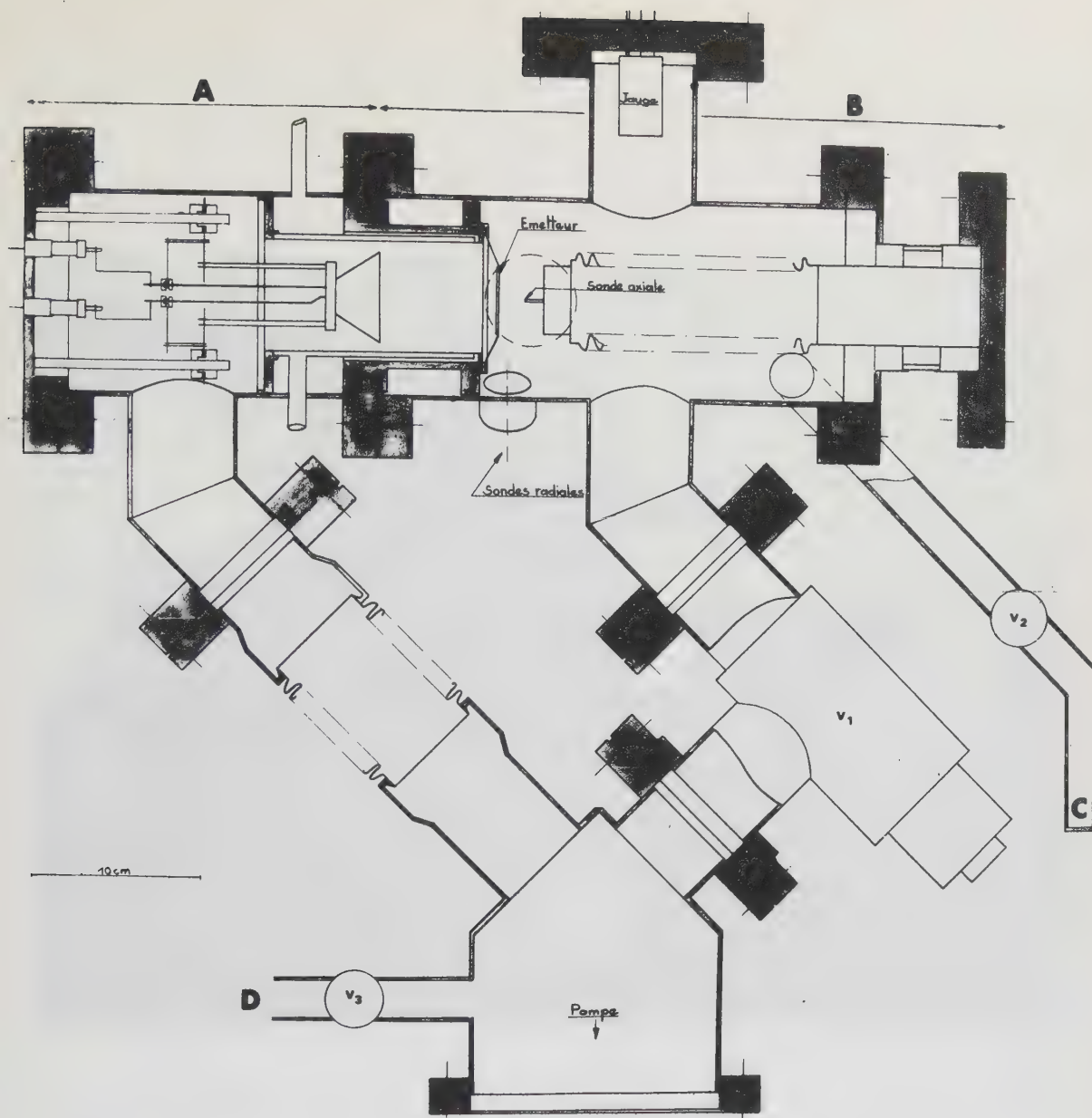


Figure 7 : Schéma de l'enceinte

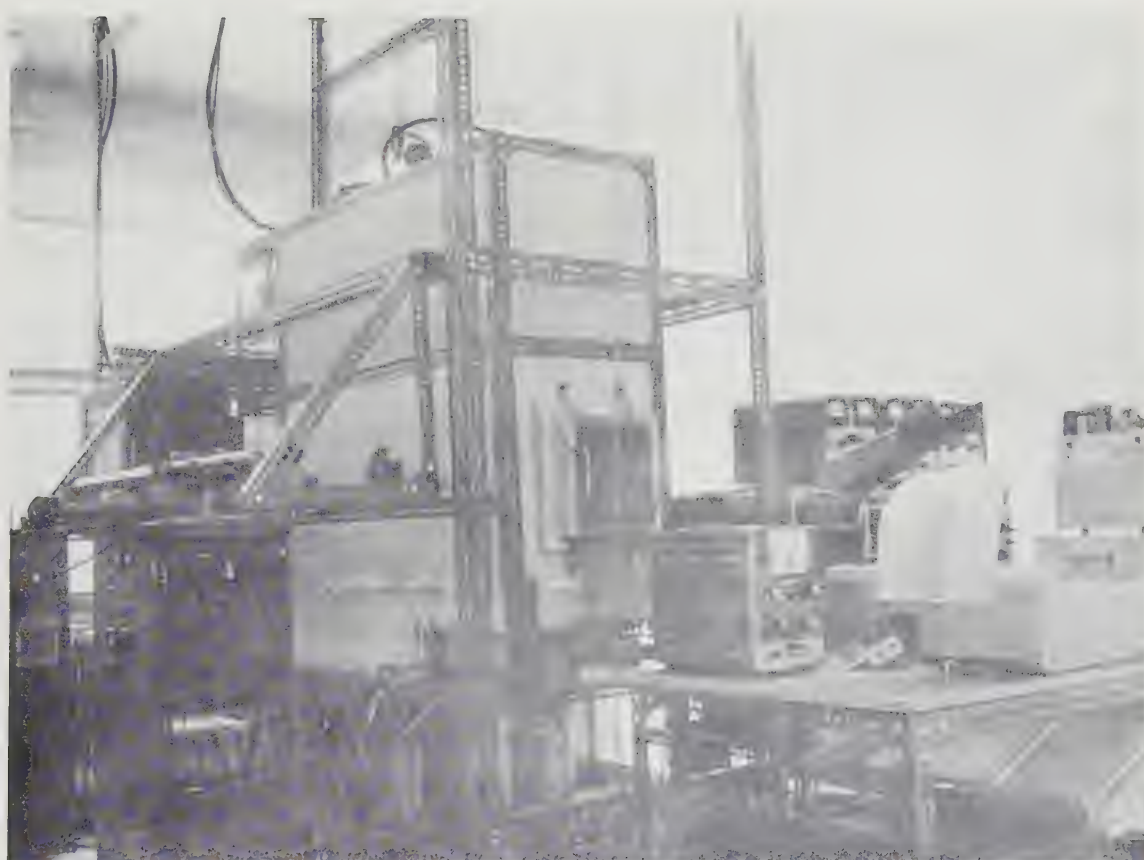


Photo 2 : Vue générale de l'installation

L'enceinte A contient le dispositif de bombardement électronique destiné au chauffage de l'émetteur ; elle est constamment reliée à la pompe.

L'enceinte B qui peut être isolée de la pompe par l'intermédiaire de la vanne V_1 peut recevoir de la vapeur de césium au moyen de la vanne V_2 qui la relie au réservoir C. Divers orifices permettent le positionnement des sondes et l'introduction d'informations électriques dans le milieu à étudier. La canalisation D permet de connecter l'ensemble de l'enceinte et de la pompe ionique soit à un banc auxiliaire pour effectuer un vide primaire, soit à un détecteur de fuites à hélium au moyen de la vanne V_3 .

L'ensemble des joints de l'enceinte est métallique. Entre la pompe ionique et l'enceinte se trouve un joint en cuivre du type "Curvac" (ULTEK). Tous les autres sont réalisés soit en fil d'or (de 0,5 mm de diamètre) pour les parties de l'enceinte qui ne sont pas en contact avec la vapeur de césium, soit en platine pour les autres et en particulier pour l'émetteur. Ces joints sont placés au fond d'une gorge de 2 mm de profondeur dont la géométrie est indiquée sur la figure 8. La pièce mâle est ajustée mais comporte une partie émincée de 15/100 mm environ. Après serrage, le joint prend une forme de L. Ainsi montés ils supportent, sans présenter de fuites, les variations thermiques imposées par les cycles d'étuvages.

L'utilisation des traversées de courant est délicate. En effet, il est indispensable d'employer des isolants en alumine dont la principale impureté résiduelle est la silice qui est attaquée par le césium [39]. La jonction entre l'alumine et les collerettes en Kovar, constitue également un point fragile. L'eutectique cuivre argent utilisé pour la plupart des traversées classiques ne supporte pas les températures d'étuvages supérieures à 600°K pendant plus de quelques dizaines d'heures sans présenter de fuites.

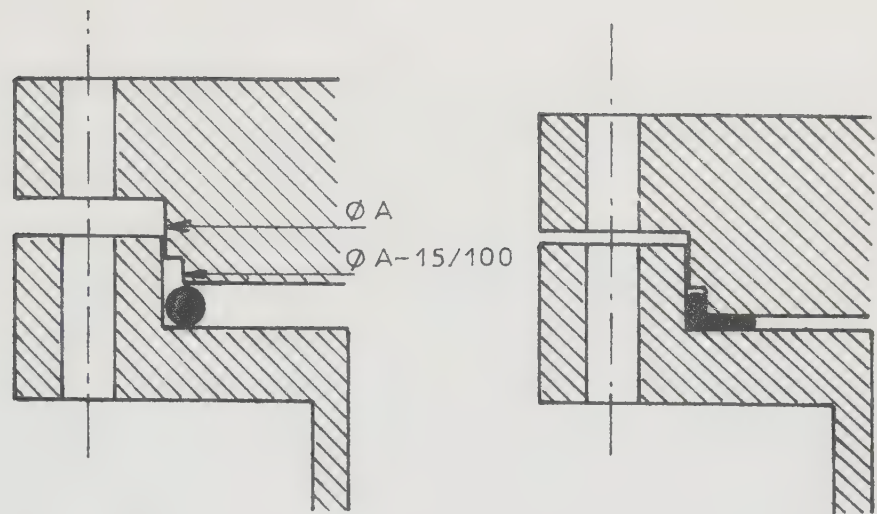


Fig8_- Montage des joints.

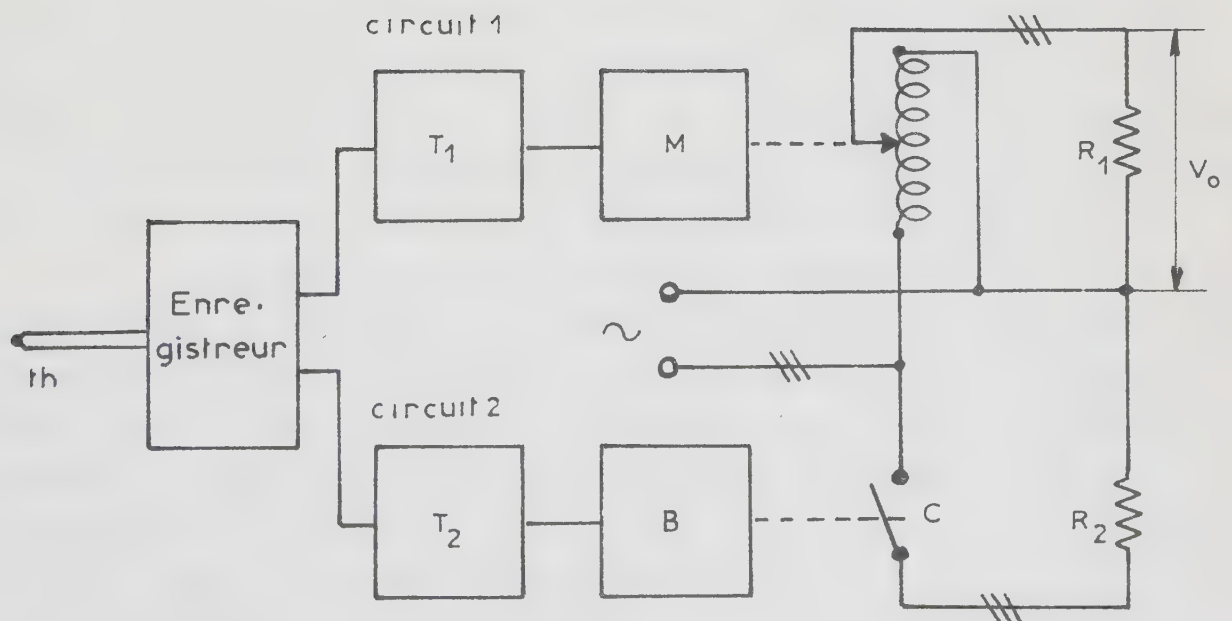


Fig9_- Circuits de régulation de la température du four.

C'est pourquoi nous avons utilisé un scellement au cuivre protégé de l'oxydation atmosphérique par un revêtement de surface en métal précieux (Prometox C.F.T.H). Dans la mesure du possible, surtout pour les sondes, nous utilisons une qualité d'alumine dont le taux d'impureté est inférieur à 10^{-4} (LUCALOX General Electric). Les vannes V_2 et V_3 sont de marque VARIAN (ouverture 43,2 mm). La vanne principale V_1 est fabriquée par Vacuum Generators (ouverture 75 mm). Elles peuvent être fermées d'une façon étanche jusqu'à une température de 600°K. Le siège de ces vannes est en cuivre. Les hublots qui sont visibles sur la photo (1) et marqués en pointillés sur la figure (7) sont en saphir (C.S.F, 50 mm de diamètre). Ils permettent de faire des mesures optiques dans la machine et d'envisager le passage d'un faisceau U.H.F.

Pour permettre les dégazages et pour maintenir en cours d'expériences la température de l'enceinte supérieure à celle du réservoir de césium, l'ensemble de la machine est placé dans un four (photo 2). Une turbine y fait circuler de l'air en circuit fermé. L'air se chauffe au contact de résistances électriques dont l'alimentation est contrôlée. La température du four est maintenue à la valeur choisie grâce à une régulation décrite sur la figure 9.

Un thermocouple (Th) mesure la température de l'air du four qui est enregistrée toutes les 18 secondes. La régulation comporte deux circuits triphasés distincts (1) et (2). Si la mesure faite par (Th) est inférieure à la température fixée on commande, pendant un temps T_1 , un moteur électrique solidaire du curseur du transformateur du circuit (1) qui fait augmenter la tension appliquée aux résistances R_1 d'une valeur V_0 . En même temps le contact C se ferme durant un temps préréglé (T_2) et les trois résistances R_2 apportent au four une puissance thermique additionnelle provisoire. A pleine puissance le circuit (1) consomme 6 KW, le circuit (2), 1 KW. Si la mesure effectuée par Th est trop forte le moteur électrique diminue la tension appliquée aux résistances R_1 de V_0 .

La photo (2) montre les galets en pyrex placés dans la paroi du four en face des hublots déjà cités.

c) L'émetteur

Nous disposons d'émetteurs en molybdène, tungstène et tantale {40}. Primitivement, nous avons essayé le molybdène mais nous avons constaté, comme d'autres auteurs {41}, que celui-ci devient poreux au-dessus de 1800°K . Du césium pénètre alors dans l'enceinte A contenant le dispositif de bombardement dont les caractéristiques sont modifiées de façon défavorable. D'autre part à ces mêmes températures, la vaporisation du molybdène est importante et elle obscurcit les hublots.{36}

Nous utilisons généralement le tantale qui ne présente pas ces inconvénients, {42}. Ses propriétés mécaniques sont bien adaptées à notre problème. En effet, les contraintes mécaniques doivent être les plus faibles possible au niveau du joint de platine (fig. 10) tandis que le centre doit pouvoir être porté à 2000°K . Pour refroidir le joint, nous faisons circuler de l'air dans la double paroi en arrière de l'émetteur (fig. 7). Un thermocouple placé en cet endroit contrôle la température en permanence. D'autre part, pour éviter la conduction thermique, nous avons émincé (0,015 mm environ) la partie de l'émetteur qui joint la périphérie à la partie centrale épaisse de 2 mm et qui est seule chauffée (Fig. 10).

Devant l'émetteur est placée une couronne plane en tantale dont le trou intérieur est égal à 40 mm ; elle définit la géométrie de la surface émissive.

Sur l'émetteur nous avons essayé d'obtenir une bonne homogénéité de température dont la mesure se fait par pyrométrie à travers les hublots, compte tenu des facteurs de transmission {43}.

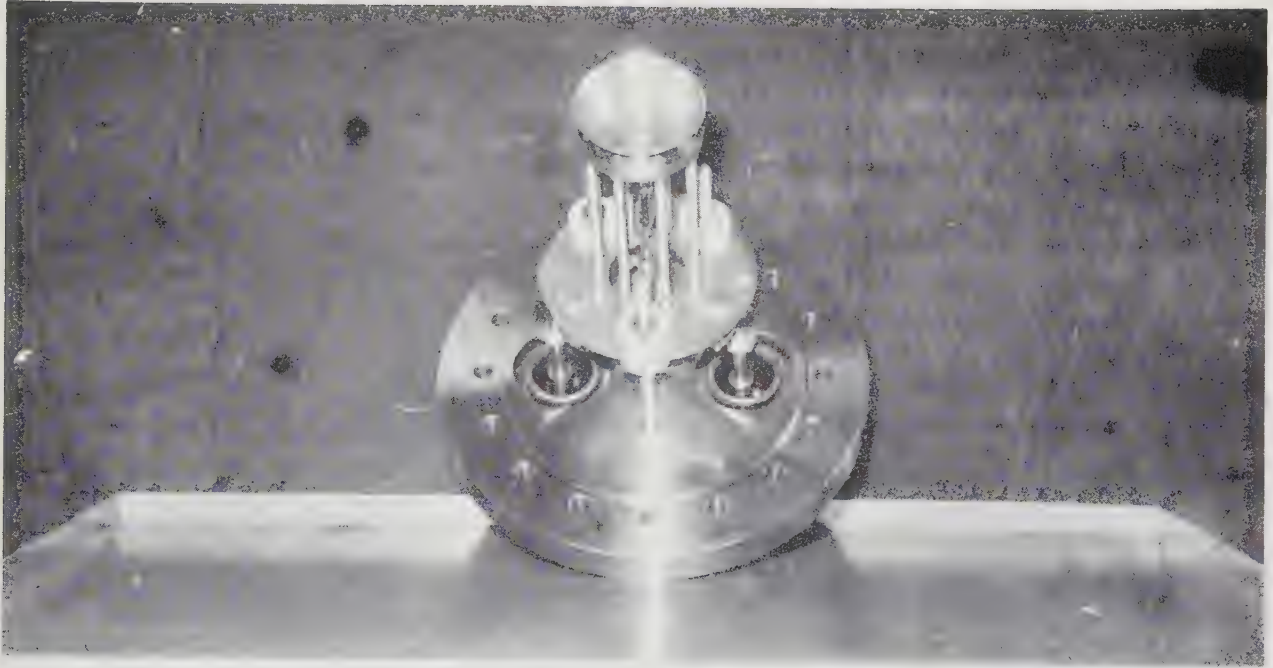


Photo 3 : Le canon à electrons

Pour $T_E = 1600^\circ\text{K}$ le gradient n'excède pas 20°K entre le centre et la périphérie (sur 40 mm de diamètre) ; il atteint 50°K environ pour $T_E = 2000^\circ\text{K}$.

L'émetteur est chauffé par bombardement électronique. Le canon (photo 3) est constitué par un filament en forme de spirale plane réalisée avec 12 cm de fil de tungstène de 0,5 mm de diamètre. Il est chauffé par effet Joule. En arrière du plan du filament est disposé un réflecteur en acier inoxydable porté au potentiel du filament. La forme de ce réflecteur ainsi que sa position par rapport au filament et à l'émetteur ont été déterminées expérimentalement pour obtenir à la fois un bombardement homogène sur 40 mm de diamètre et des performances adaptées à l'alimentation du canon (fig. 10). Nous travaillons en régime de charge d'espace, il faut donc que le joint serré sur l'émetteur soit suffisamment étanche pour éviter toute pénétration de césium dans l'enceinte A : son montage a donné satisfaction.

L'alimentation peut délivrer au maximum 500 mA sous 10kV. Pour une raison de sécurité nous travaillons à courant de bombardement constant. Celui-ci est réglé en contrôlant la valeur du courant continu circulant dans les enroulements d'inductances à saturation variable placées au primaire du transformateur principal. La caractéristique de sortie est représentée par le rectangle de la figure 12. Le point de fonctionnement du canon est à la rencontre de cette caractéristique et de la courbe représentant la relation courant tension du bombardement. Nous avons figuré deux de ces dernières en (1) et (2). Ce mode de fonctionnement offre une grande sécurité pendant l'étuvage du canon. Si l'émetteur chauffe, le flux de dégazage augmente, nous passons de la caractéristique 1 à la courbe 2 et la puissance apportée à l'émetteur diminue. Par contre, au fur et à mesure que la pression s'améliore, la puissance sur l'émetteur augmente. L'influence de la pression sur les caractéristiques du canon devient négligeable au-dessous de 10^{-6} torr.

Fig 10. Le canon à électrons

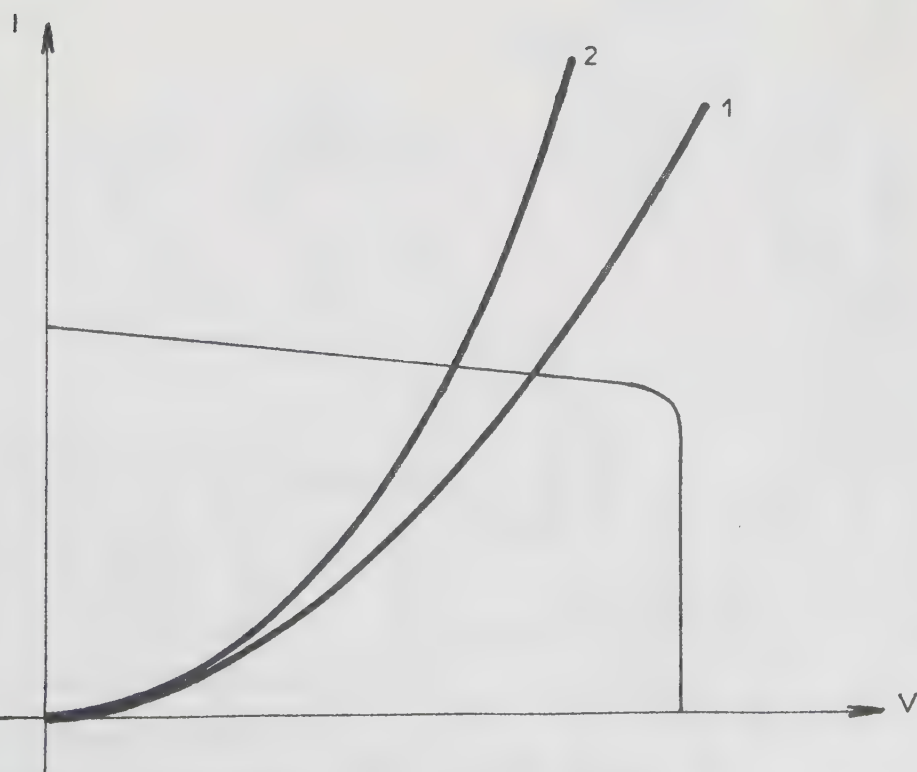
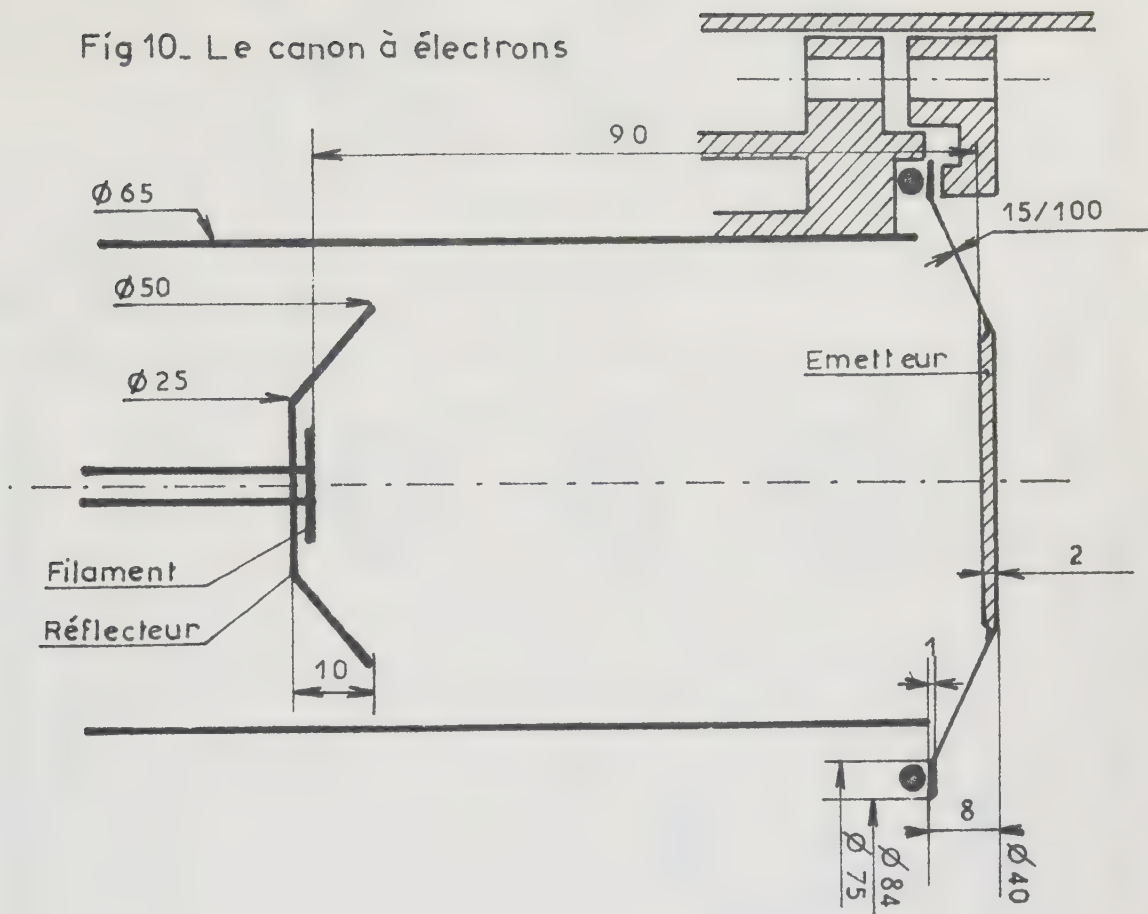


Fig 12. Caractéristiques courant tension du canon et de l'alimentation

L'alimentation est largement dimensionnée puisque l'émetteur est porté à 2200°K avec seulement 2 KW environ.

d) L'espace utile

Pour réaliser les expériences nous disposons de l'enceinte B. La configuration et les électrodes introduites dépendent des expériences. Pour contrôler les divers régimes de fonctionnement nous travaillons en géométrie simple. Devant l'émetteur nous disposons une électrode cylindrique munie d'un fond et décrite sur la figure (13) à laquelle on peut imposer, de l'extérieur, un potentiel électrique quelconque. Celle-ci sera appelée anode et son potentiel sera noté V_a . L'ensemble est en acier inoxydable : le fond est en tôle, la paroi latérale est une grille à maille fine (0,8 mm). Elle laisse ainsi la possibilité de mesurer la température de l'émetteur et de faire des visées optiques. Diverses ouvertures permettent l'introduction de sondes mobiles : une en position axiale (notée SA) et deux en position radiale (appelées SR₁, SR₂). On a indiqué leur distance par rapport à l'émetteur. Leur position est repérée à l'aide d'un cathétomètre externe.

3 - DEROULEMENT DE L'EXPERIENCE -

a) Etuvage et Vide

Après s'être assuré que l'enceinte ne présente pas de fuites décelables par un détecteur à hélium (sensibilité 10⁻¹³ torr.l/s) le four est mis en place sur la machine : on augmente progressivement sa température pour atteindre 600°K en trois heures environ. Simultanément le réservoir C, qui contient le césium sous ampoule scellée, est étuvé à 450°K environ ainsi que la pompe ionique. Ces deux éléments ont un dispositif de chauffage autonome.

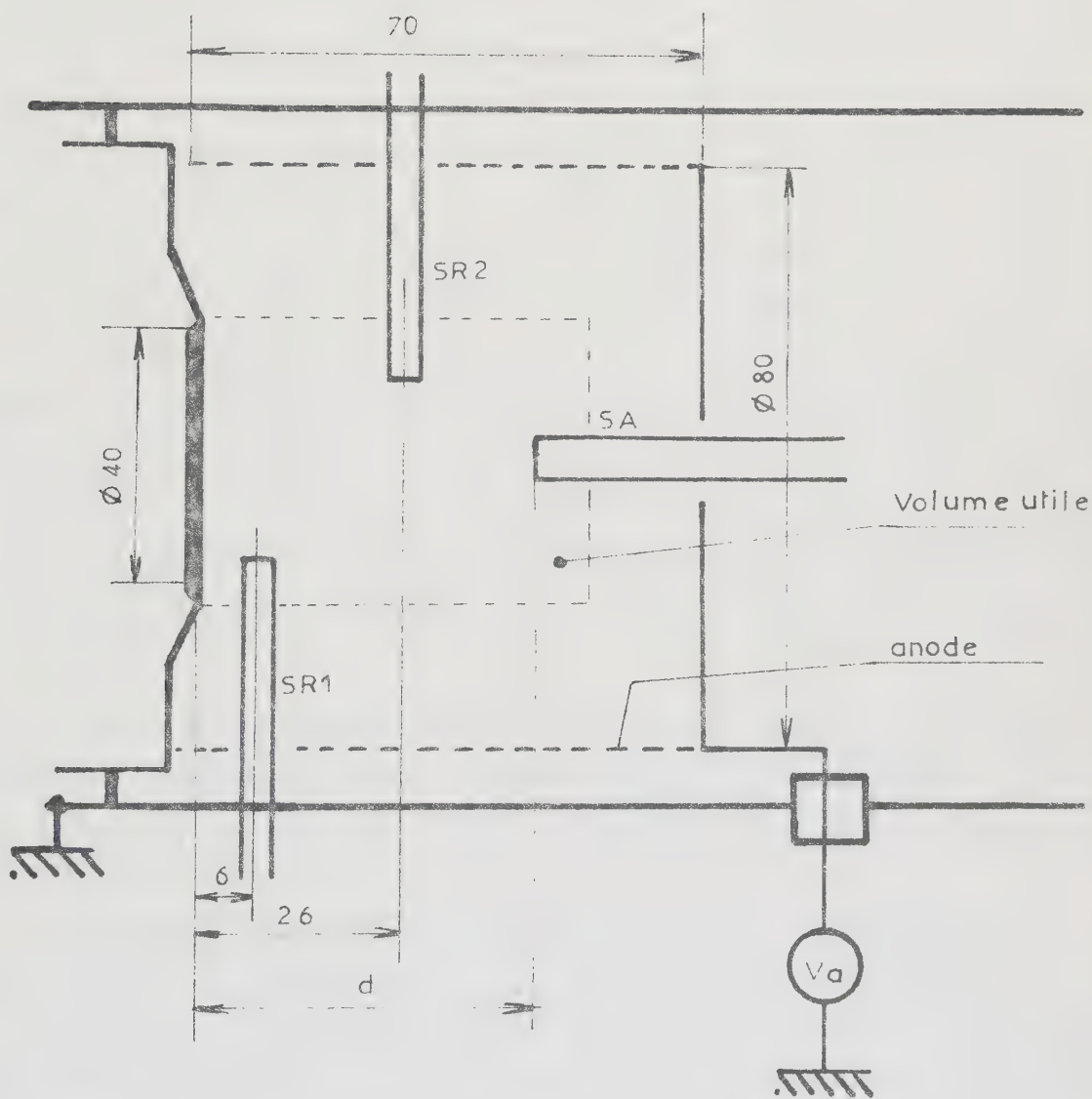


Fig 13. Géométrie de l'espace expérimental

Pendant une période d'environ 18 heures, le pompage est assuré au travers de la canalisation D à l'aide d'un dispositif auxiliaire comprenant une pompe primaire, une pompe à diffusion d'huile et un piège refroidi avec de l'azote liquide. Ensuite on arrête le chauffage de la pompe ionique qui est amorcée après refroidissement; on ferme V_3 . Alors commence l'étuvage du canon à électrons : on amène progressivement l'émetteur à 2000°K tout en s'assurant que la pression reste inférieure à 10^{-6} torr. Les parois de l'enceinte sont ramenées à la température choisie qui restera constante tout au long du cycle expérimental.

Dans des mesures préliminaires, une jauge à ionisation possédant des isollements en céramique, a été placée au sommet de l'enceinte. Elle a fourni les indications suivantes : l'enceinte portée pendant 18 heures à 600°K et après avoir ramené les parois à 450°K la pression atteinte, émetteur chaud, est de 5.10^{-8} torr. Après refroidissement de l'enceinte jusqu'à la température ambiante nous avons mesuré une pression résiduelle inférieure à 4.10^{-10} torr.

Nous avons remarqué que la majeure partie du dégazage provient de l'enceinte A, en effet la température mesurée dans la double paroi est environ de 700°K à 5 cm en arrière de l'émetteur, celui-ci étant à 2000°K.

Pendant tout le cycle d'expériences, un enregistreur (MECI) indique en permanence les températures de l'enceinte, du four du réservoir C et de la double paroi en arrière de l'émetteur. Il note aussi la valeur de l'intensité et de la tension de bombardement ainsi que le courant débité par la pompe ionique qui est proportionnel à la pression dans la pompe.

b) Césium

Avant toute expérience nous introduisons dans le réservoir C une ampoule de verre contenant quelques grammes de césium (KAWECKI) pureté 99,9%. Le réservoir C est étuvé puis ramené à la

température ambiante. Nous brisons alors cette ampoule à l'aide d'une masselotte mue par un électro-aimant externe. Nous recueillons le liquide au fond du réservoir 2 en l'éloignant du verre de l'ampoule. L'électro-aimant retiré nous pouvons replacer le four auxiliaire qui sert au chauffage du réservoir. Après avoir fermé V_1 , nous affichons la température T_{cs} choisie qui est réglée à $\pm 2^\circ\text{C}$ pres.

Le réservoir est relié à l'enceinte B par une canalisation de 30 mm de diamètre. Des calculs classiques en technique du vide [44] montrent que plusieurs régimes sont à envisager. Soient P_0 et T_0 la pression et la température au niveau de l'enceinte B avec la condition

$$T_0 = T_{cs}$$

D est le diamètre de la canalisation, $\bar{P}$ est la pression moyenne qui y règne.

$$\text{Si } D \cdot \bar{P} < 15 \cdot 10^{-3} \text{ torr.cm}$$

nous nous trouvons en régime moléculaire, dans ce cas

$$\begin{aligned} P_0 &= P_{cs} \left[\frac{T_0}{T_{cs}} \right]^{1/2} \\ n_0 &= n_{cs} \left[\frac{T_{cs}}{T_0} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{IX})$$

Au contraire si :

$$D \cdot \bar{P} > 0,5 \text{ torr.cm}$$

$$P_0 = P_{cs} \quad (\text{X})$$

$$n_0 = n_{cs} \frac{T_{cs}}{T_0}$$

Détermination de P_0

Après avoir imposé T_{cs} il est aisé de savoir si l'équilibre est atteint dans la machine. En effet, il suffit d'observer dans le temps l'évolution de la caractéristique courant tension de l'électrode principale. Pour atteindre rapidement cet équilibre lorsque nous travaillons à des pressions de l'ordre de 10^{-3} torr, nous procédons de la façon suivante : nous prenons $T_{cs} = 450^\circ K$ comme point de consigne, l'équilibre est alors atteint en quelques minutes et nous abaissons le point de consigne à la valeur désirée.

Nous avons essayé de mesurer directement P_0 . L'emploi d'une jauge classique ne peut être envisagé à cause des valeurs des pressions à mesurer et des perturbations apportées, par le césium, sur le fonctionnement du filament [45]. Nous avons construit une jauge fonctionnant sur le principe de l'ionisation de contact. Elle est constituée d'un filament en tungstène de 0,1 mm de diamètre autour duquel est disposé un collecteur cylindrique de 20 mm de diamètre muni de deux anneaux de garde. L'observation du courant électronique est en accord avec les travaux de LANGMUIR (voir fig.2) mais divers phénomènes parasites ne nous ont pas permis d'effectuer une mesure correcte du courant ionique qui permettrait de chiffrer P_0 .

Nous attendons suffisamment longtemps pour être certains que l'équilibre de pression est atteint, cependant en l'absence de mesures précises de P_0 , les résultats qui suivront porteront l'indication de la température T_{cs} .

c) conclusion

Grâce aux choix de nos éléments, la durée de chaque manipulation a pu être portée à 20 jours; l'arrêt est surtout déterminé par le dépôt conducteur de césium sur les isolants électriques.

Pendant tout cycle expérimental, jour et nuit, l'enceinte et l'émetteur restent chauds, c'est la raison pour laquelle un certain nombre de dispositifs de sécurité ont été prévus.

Si une fuite se déclare, dès que la pression atteint 10^{-4} torr, la pompe ionique est mise hors service grâce à un disjoncteur qui sert aussi à arrêter le canon à électrons. Un relais à minimum de courant produit le même effet en cas de rupture du filament du canon (schéma 11). Toute anomalie provoque l'arrêt du chauffage de l'enceinte.

Le refroidissement par air du canon à électrons s'est avéré insuffisant : on ne peut, sans danger, dépasser pendant plusieurs minutes une température de 2000°K sur l'émetteur ; un refroidissement plus puissant permettrait certainement d'atteindre cette température en permanence.

Remarquons enfin que nous utilisons notre machine avec une structure interne constituée par une grille mais elle a également fonctionné dans d'autres conditions, en particulier en diode avec collecteur mobile, comme nous l'avons décrit par ailleurs {46}

B) LES SONDES

1 - REALISATION -

Une sonde est constituée par une petite surface métallique de forme simple (plane, cylindrique, sphérique) placée dans le milieu à étudier. On en tire une courbe caractéristique représentant la valeur du courant drainé par cette électrode en fonction du potentiel appliqué {47}. La connaissance des lois de collection des charges suivant les différentes polarisations de la sonde permet d'obtenir des informations sur le milieu comme nous le verrons dans la deuxième partie.

Depuis leur utilisation par LANGMUIR {48} la théorie des sondes est connue dans la plupart des cas {49}. Des expériences récentes ont fait ressortir quelques difficultés quand elles sont employées en plasma de césium {50}. Nous exposerons les principaux résultats avant d'analyser les expériences.

Les sondes que nous avons construites sont décrites sur la photo 4 et la figure (14). Elles sont planes et suivant les expériences, le diamètre de la surface de collection qui est en acier inoxydable, varie entre 0,5 et 1 mm. Elles sont munies d'anneaux de garde. La partie (1) représente l'ensemble de la sonde et ses différents mécanismes (translation et isolements électriques) ; la sonde proprement dite est en (2) et (3) qui représente la partie immergée dans le milieu ionisé. Cette partie comporte une âme centrale métallique (électrode de collection) enfilée dans un tube d'alumine, lui-même placé dans un tube en acier inoxydable qui sert d'anneau de garde, enfin une alumine extérieure protège le tout. On remarque l'isolement à double colonne à l'extrémité gauche de la partie (2). Les parties (4) et (7) représentent le mécanisme de translation externe qui est possible au moyen de la

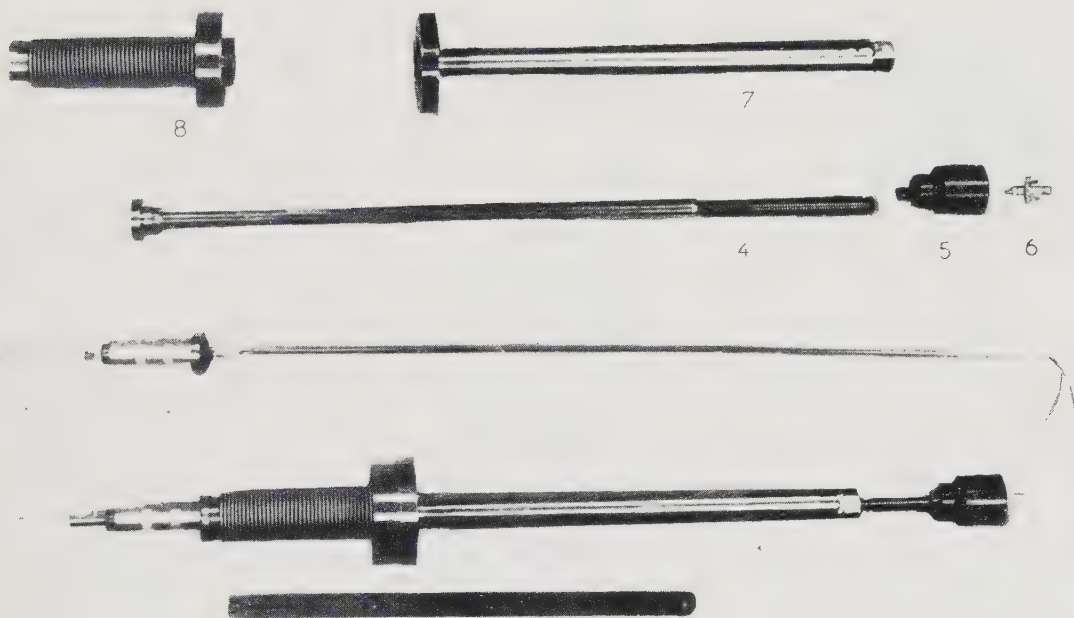


Photo 4 : Montage d'une sonde

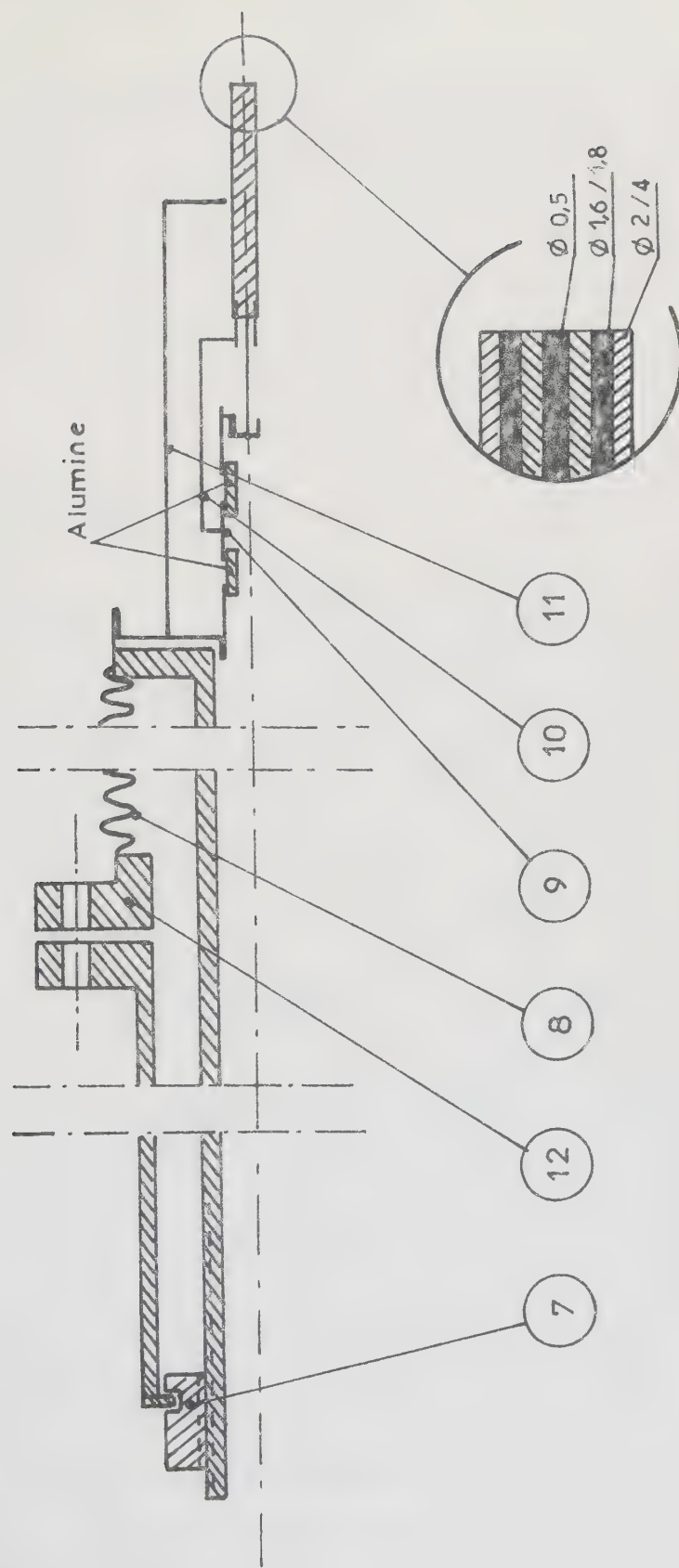


Fig 14.- Schéma de montage d'une sonde.

membrane souple (8). Enfin les éléments (5) et (6) concernent l'isolement électrique et le raccord aux circuits extérieurs. Pour être certain que seule l'extrémité de la sonde collecte, nous avons disposé deux blindages (fig. 14) 10 et 11, le premier est électriquement relié à l'anneau de garde et s'appuie sur l'anneau intermédiaire (9). Le deuxième est au potentiel de la masse ; la partie (12) figure la bride de raccordement sur l'enceinte.

2 - TECHNIQUE D'ENREGISTREMENT -

Nous montrerons que la détermination par une sonde du potentiel local du point où elle est placée, nécessite de connaître son potentiel de sortie (ϕ_S). Celui-ci est variable, comme pour l'émetteur, en fonction du recouvrement en césium. Pour atteindre ϕ_S il est donc nécessaire de connaître la température de l'électrode de collection T_S . La source de chaleur est l'émetteur et T_S dépend du point où est effectuée la mesure. Pour résoudre cette difficulté deux solutions ont été envisagées. Tout d'abord nous avons remplacé la surface collectrice par un thermocouple qui nous a indiqué l'ordre de grandeur de la température locale. Par exemple à une distance $d = 7 \text{ mm}$ de l'émetteur pour $T_E = 1900^\circ\text{K}$ nous avons mesuré $T_S = 1100^\circ\text{K}$. Nous avons fait un étalonnage préalable de T_S en fonction de la position et de T_E . La deuxième solution consiste à refroidir la sonde pour être assuré qu'elle est entièrement recouverte de césium tout en restant à une température supérieure au point froid. Dans ce cas $\phi_S = 1,8 \text{ volt}$. La réalisation technologique est délicate et l'étude complète de ce problème est actuellement en cours au laboratoire. Tous les résultats présentés ici ont été enregistrés avec des sondes non refroidies.

Une autre difficulté apparaît en enregistrant la caractéristique. Portée à des potentiels variables elle subit un bombardement ionique et électronique plus ou moins intensif, de sorte que T_S peut varier au cours du tracé.

Pour éviter cet effet, certains auteurs {51} utilisent un montage dans lequel la sonde reste à un potentiel constant auquel se superposent de très brèves impulsions nécessaires à l'exploration de la caractéristique. Cette méthode nécessite l'utilisation d'un oscillographe et l'exploitation de la caractéristique se fait à partir d'un cliché photographique dont les dimensions géométriques réduites rendent les mesures imprécises.

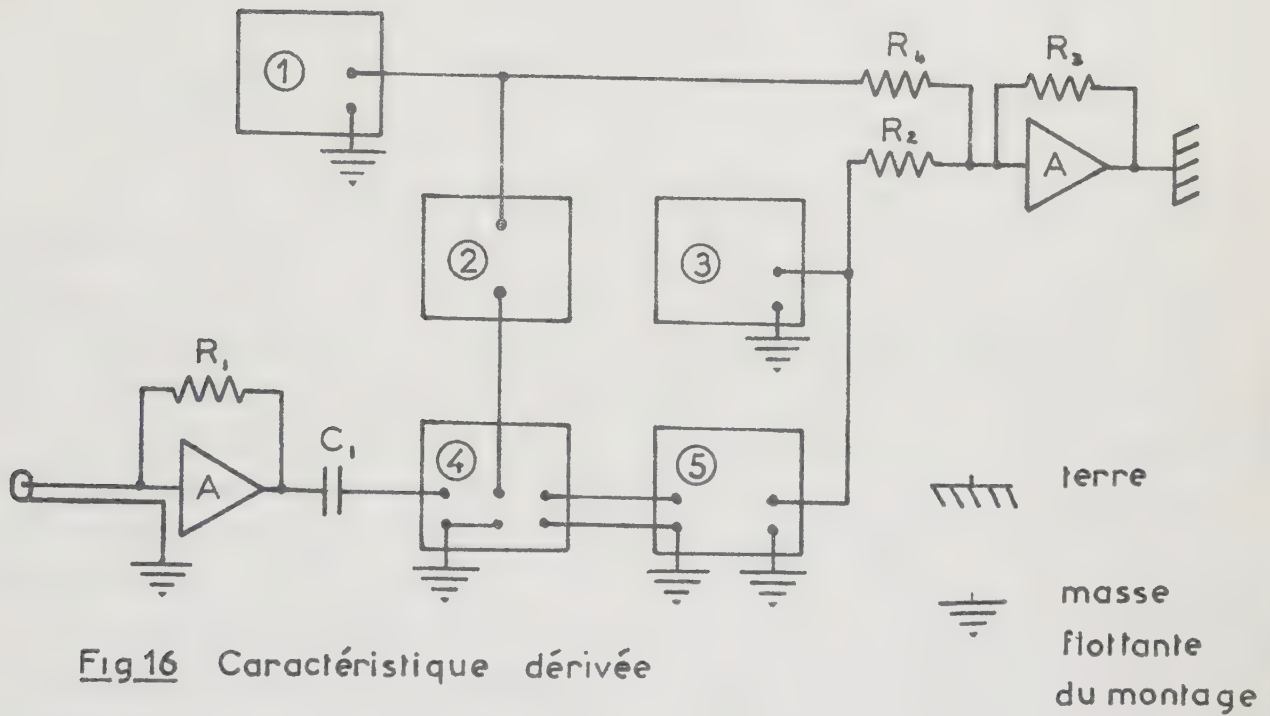
Nous avons préféré réaliser un enregistrement plus lent au moyen d'un traceur de courbe (fig. 15). La méthode utilisée {52} a été adaptée en employant des amplificateurs opérationnels. Nous avons réalisé des oscillogrammes en impulsions qui ont été comparés aux caractéristiques décrites par le traceur. Les résultats sont identiques à la précision des mesures près qui est plus grande dans le cas de notre méthode.

Pour obtenir la caractéristique directe nous utilisons le schéma décrit sur la figure 15. Nous préciserons, dans la partie expérimentale, les renseignements qui peuvent être tirés de la connaissance des dérivées du courant collecté par rapport à la tension appliquée

$$\left(\frac{dI}{dV}, \frac{d^2 I}{dV^2} \right)$$

Pour tracer ces courbes nous utilisons la méthode de BRANNER {53}. Elle consiste à superposer un signal alternatif de fréquence F au potentiel continu appliqué à la sonde. Dans la partie non linéaire de la caractéristique, il y a génération d'harmoniques et un détecteur synchrone permet de mesurer l'amplitude soit du fondamental qui fournit la dérivée première, soit de la composante de fréquence $2F$ qui permet de tracer la dérivée seconde. Le montage apparaît sur la figure 16 ; l'étude détaillée de cette méthode fait l'objet, au laboratoire, d'un travail approfondi {54}.

Circuits d'enregistrement



- ① Générateur BF
 - ② Générateur d'harmoniques
 - ③ Balayage
 - ④ Détecteur synchrone
 - ⑤ Traceur XY
- A Amplificateur opérationnel

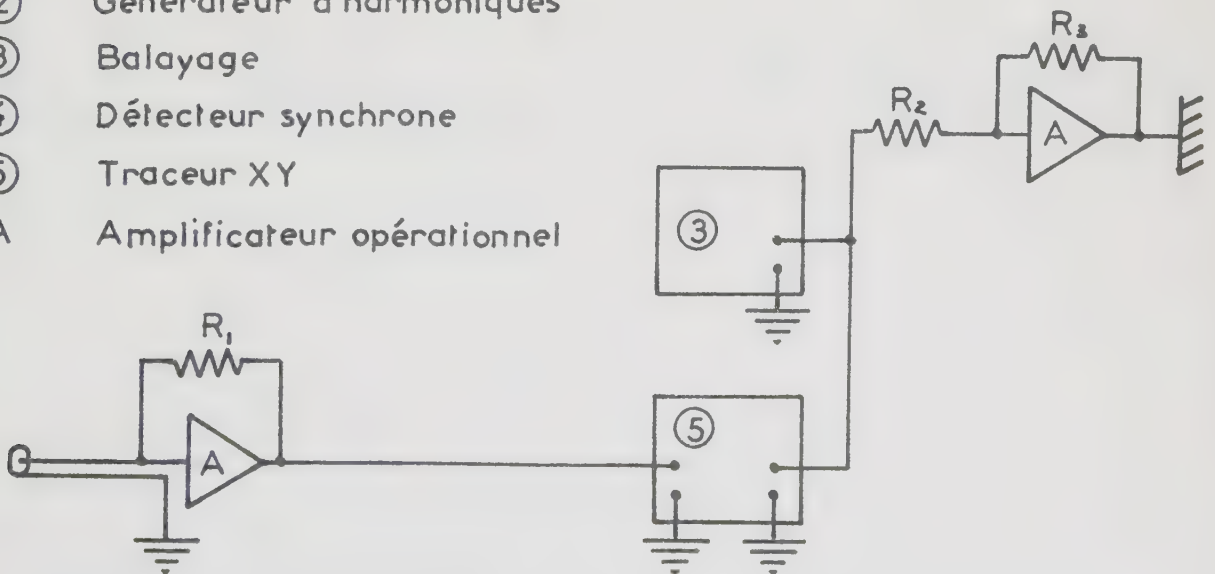


Fig 15. Caractéristique directe.

3 - CONCLUSION -

Nous avons examiné les paramètres qui ont déterminé la construction de la machine et nous avons vu comment elle a pu être réalisée. Nous avons également souligné les points les plus délicats concernant l'obtention du vide à haute température et la présence de césium dans l'enceinte. Enfin nous avons décrit l'appareil essentiel qui sert à toutes nos mesures : la sonde électrique. De très nombreuses précautions doivent être prises pour la construction, l'utilisation et l'interprétation des résultats fournis par cet instrument. Nous allons donc dans la partie relative à l'étude expérimentale commencer par examiner les principaux résultats théoriques concernant les sondes plongées dans des milieux de nature différente. Nous verrons que les courbes caractéristiques ne sont pas fondamentalement différentes alors que les conditions physiques, quant à elles, sont distinctes. Le problème que nous allons nous poser va concerner l'étude de ces régimes à partir des caractéristiques de sonde. Nous verrons quelles difficultés nous allons rencontrer.

IV - ETUDE EXPERIMENTALE DES DIFFERENTS REGIMES -

A) LES SONDES ET LEUR UTILISATION

1 - RAPPEL CONCERNANT LA THEORIE DES SONDES ELECTRIQUES -

Toutes nos sondes possèdent une électrode de collection plane aussi allons-nous principalement étudier ce cas. Nous supposons que le travail de sortie ϕ_s est constant au cours d'un enregistrement.

a) Collection d'une sonde dans un plasma

- Caractéristique directe :

La figure 17 représente un diagramme de potentiel théorique {55} sur lequel sont représentées les grandeurs qui interviennent dans cette étude. Dans cette partie nous supposons que la sonde est placée dans un plasma. Le milieu est donc neutre et en équilibre thermodynamique. Dans ces conditions les courants aléatoires ont pour valeur :

$$J_i = \frac{\bar{v}_i \cdot n_i}{4} e$$

$$J_e = \frac{\bar{v}_e \cdot n_e}{4} e$$

$\bar{v}_e$ et $\bar{v}_i$ étant les vitesses moyennes des électrons et des ions. Pour satisfaire la neutralité électrique du milieu dans le cas d'ions Césium {56}, la relation $n_e = n_i$ implique :

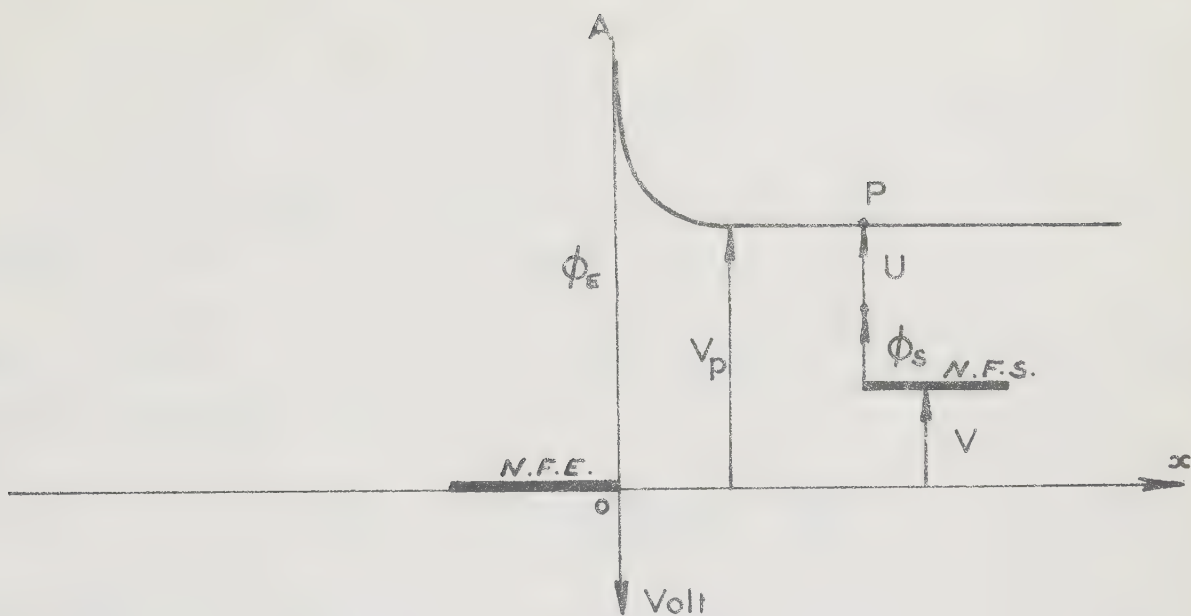


Fig 17 - Diagramme de potentiel

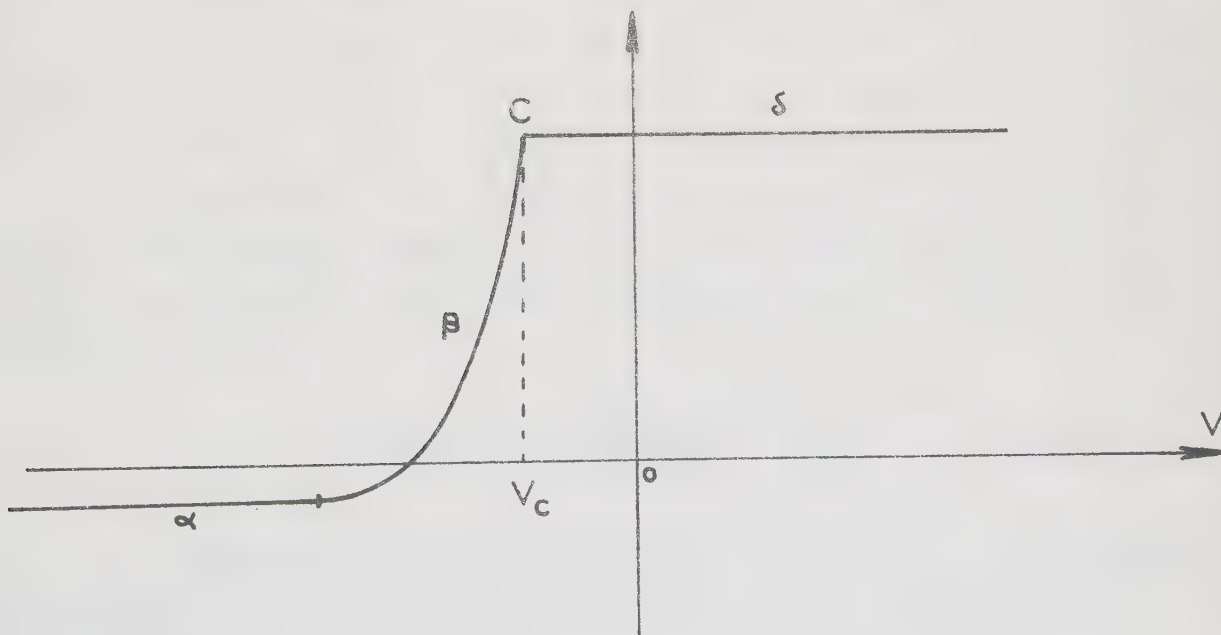


Fig 18 - Caractéristique directe idéale - Sonde plane en plasma

$$\frac{J_e}{J_i} = \left(\frac{m_i}{m} \right)^{1/2} \approx 500 \quad (\text{XI})$$

La figure 18 représente une caractéristique $I=f(V)$ idéale tracée à l'aide d'une sonde plane. {49}

Quand V est positif, les ions sont repoussés et les électrons diffusent à travers leur propre charge d'espace ; le courant a pour expression {57} :

$$I_e = A J_e = \frac{A}{9\pi} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{U^{3/2}}{D^2} \quad (\text{XII})$$

dans laquelle A représente la surface de la gaine et D son épaisseur.

A partir d'une certaine valeur de V , généralement négative, on commence à repousser les électrons dont l'énergie est la plus faible et la collection diminue. On est alors au point C pour lequel le potentiel correspondant est appelé potentiel de plasma : c'est également le potentiel local du milieu.

Au point C , il n'existe pas de gaine à la surface de la sonde ; les charges atteignent l'électrode sans modification de vitesse. L'expression du courant électronique en ce point est la suivante : {57}

$$I_{eo} = S e n_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \quad (\text{XIII})$$

S est la surface de collection effective. Cette expression permet de calculer la densité électronique lorsque T_e est connu. De plus on a les relations :

$$U = 0$$

$$V_p = V_c = \phi_s$$

Quand V décroît apparaît la région β dans laquelle le courant total est la somme algébrique d'un courant d'ions et d'un courant d'électrons. Seuls les électrons les plus rapides atteignent la sonde puisqu'ils doivent avoir une énergie suffisante pour franchir le potentiel retardateur imposé à l'électrode de collection. Une gaine ionique apparaît devant la sonde.

La région β de la caractéristique est donc étroitement liée à la fonction de distribution des énergies des électrons. Pour une fonction de distribution Maxwellienne, on peut tracer cette partie de courbe en coordonnées semi-logarithmiques et on obtient une droite de laquelle on peut tirer, si la relation XI est satisfaite

$$\frac{d(\text{Log } I)}{dV} = \frac{d(\text{Log } I_e)}{dV} = - \frac{e}{kT_e} \quad (\text{XIV})$$

La température électronique est donc proportionnelle à l'inverse de la pente de cette droite.

Quand V devient très négatif (région α) les électrons du plasma sont repoussés par la sonde et une gaine ionique se crée devant sa surface. Le courant collecté représente le courant ionique à saturation dont la valeur est fournie par l'expression générale suivante : {57}

$$I_i = AJ_i = \frac{A}{9\pi} \left(\frac{2e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{u^{3/2}}{v^2} \quad (\text{XV})$$

Dans le cas où une sonde plane collecte au sein d'un plasma le courant ionique est donné par la relation

$$I_i = - \frac{n_i \bar{v}_i}{4} A \cdot e \quad (\text{XVI})$$

Remarquons que seule une sonde plane donne des paliers de saturation ; dans les autres géométries, l'allure de la caractéristique dépend de la forme de la sonde {49}.

Cependant la collection électronique dans la région β se fait toujours selon le même processus de sélection en énergie des électrons.

- Caractéristique dérivée seconde :

Pour une sonde plane le courant ionique est constant pour $U \leq 0$ {49}. Soit v le module de la vitesse d'un électron et $F(v)$ la fonction de répartition de leur vitesse ; le nombre d'électrons qui atteint la sonde par unité de temps et par unité de surface {47} :

$$I_e = \int_{\left(\frac{2eU}{m}\right)^{1/2}}^{\infty} v \cdot F(v) \cdot \left(1 - \frac{2eU}{mv^2}\right) dv \quad (\text{XVII})$$

pour un potentiel U fixé

Si on différencie deux fois cette expression par rapport à U , on obtient :

$$\frac{d^2 I_e}{dU^2} = \frac{e^2 A}{4m} \frac{1}{U} F'' \left(\sqrt{\frac{2eU}{m}} \right) \quad (\text{XVIII})$$

On constate donc que la connaissance de F'' permet de trouver la fonction $F(v)$.

Si on connaît la caractéristique de sonde ($I=f(U)$), l'application des formules XI à XVIII permet donc de calculer les valeurs des densités ioniques et électroniques du milieu ainsi que le potentiel local ou potentiel de plasma. De plus la dérivée seconde nous renseigne directement sur la fonction de distribution des vitesses $F(v)$ des électrons. En pratique la présence de césium rend très difficile, actuellement, la mesure de la densité ionique.

b) Collection d'une sonde dans un flux parallèle d'électrons

- Influence de la géométrie :

Alors qu'en plasma la géométrie n'affecte pas la collection dans la région β , il n'en est plus de même lorsqu'on est en flux. La figure 19 représente la caractéristique obtenue avec deux sondes différentes collectant dans un flux d'électrons monocinétiques de vitesse v_0 en module et de direction parallèle. La courbe (a) représente la réponse théorique d'une sonde idéale plane perpendiculaire au flux alors que la courbe (b) concerne la collection d'une sonde sphérique ; la sonde plane permet une interprétation facile et nous allons l'étudier {58}.

- Caractéristique directe dans un flux non monocinétique :

Considérons une caractéristique théorique de collection d'une sonde plane dans un flux d'électrons dirigé possédant une répartition de vitesse $F(v)$. Nous supposons que les vitesses sont parallèles. La contribution au courant total drainé par la sonde, des électrons en nombre dN dont les vitesses sont comprises entre v et $v+dv$ et qui traversent l'unité de surface par unité de temps, est donnée par la relation :

$$dj_e = e dN$$

$$dN = F(v) dv$$

Pour un potentiel U appliqué à la sonde le courant vaut:

$$J_e = \int_0^\infty dj_e \left(\frac{2eU}{m} \right)^{1/2} \quad (\text{XIX})$$

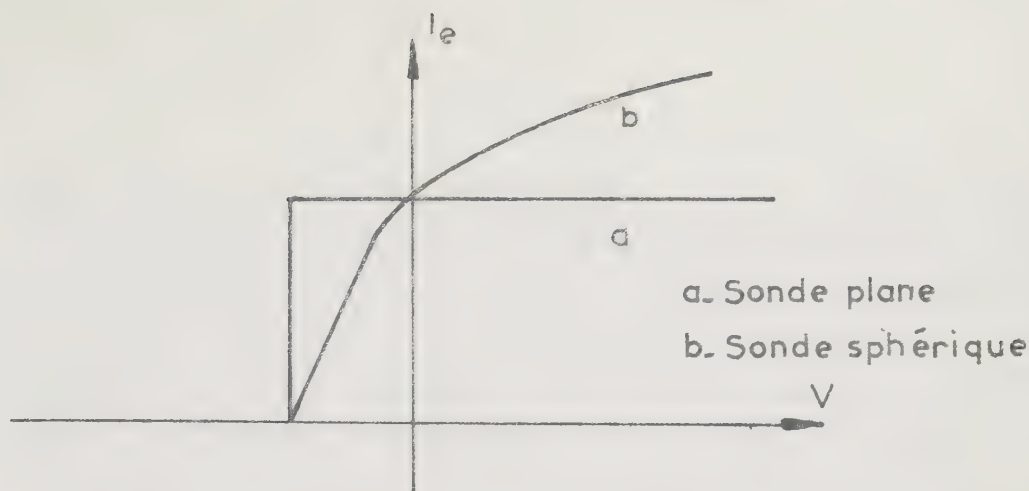


Fig 19 - Réponse d'une sonde pour un flux monocinétique d'électrons

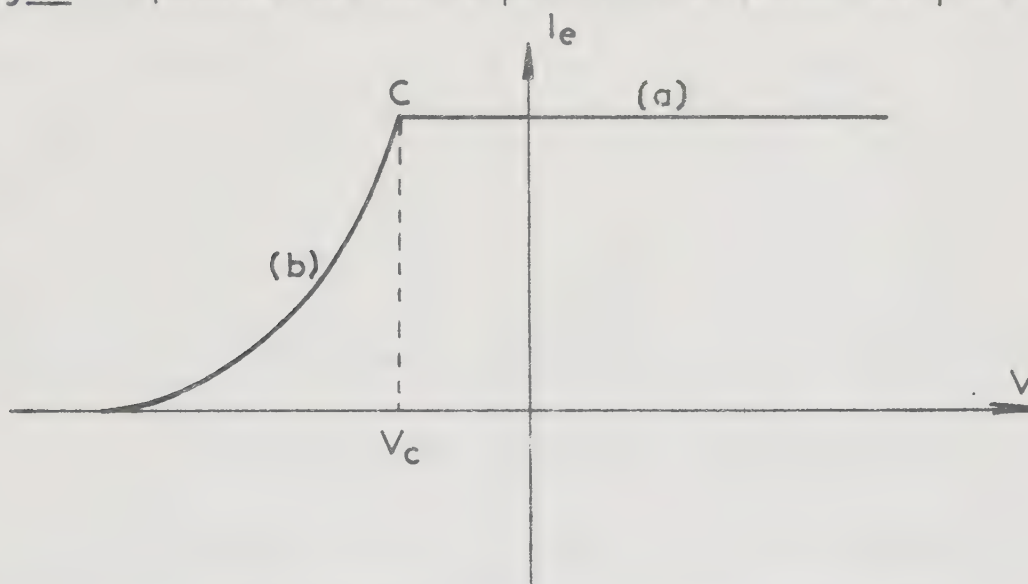


Fig 20 - Caractéristique directe idéale - Sonde plane en flux

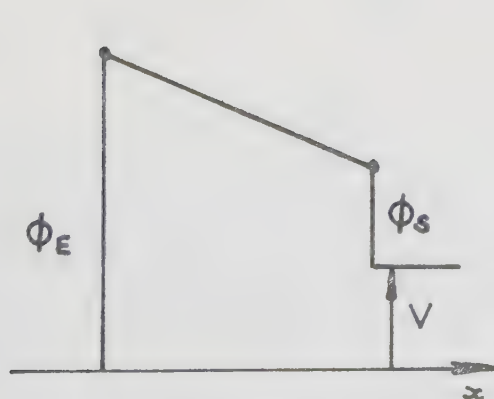


Fig 21 - Théorique

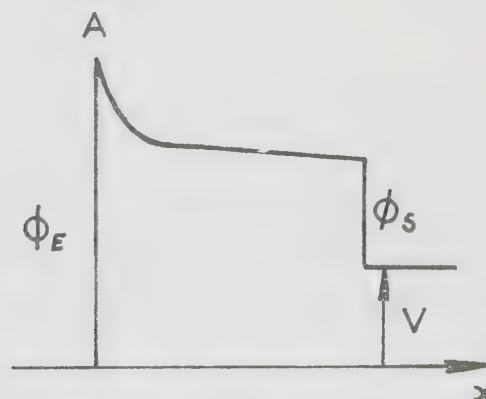


Fig 22 - Gaine ionique sur l'émetteur

Diagramme de l'espace

Nous avons représenté sur la figure 20 une caractéristique idéale. Elle se compose de deux parties. La région α pour laquelle la sonde collecte à saturation et la région β dans laquelle la forme de la courbe dépend de la fonction de distribution $F(v)$. Quand le potentiel de sonde décroît, le point C marquant la fin de la collection en régime de saturation correspond à un potentiel de sonde qui ne permet plus la collection totale des électrons (Nous poserons $V = V_c - U$) ; en effet, ceux dont l'énergie est la plus faible sont repoussés à partir de ce point. Cependant il existe une différence fondamentale entre le cas plasma et le cas présent, puisque l'énergie totale que possède un électron est déterminée par sa dernière interaction dans le cas plasma, alors qu'elle ne dépend que du potentiel de l'électrode qui l'a émis dans le cas flux. Ceci étant, en plasma, le point C correspond à la mesure du potentiel local de plasma alors que dans le cas flux il correspond à la mesure du potentiel de l'électrode d'émission.

- Fonction de répartition des vitesses :

La différentielle première de I_e par rapport à U , nous donne dans le cas d'une sonde plane

$$\frac{dI_e}{dU} = K U^{-1/2} F\left(\sqrt{\frac{2eU}{m}}\right) \quad (XX)$$

Dans ce cas c'est la dérivée première qui permet de connaître $F(v)$ alors que dans le cas d'un plasma c'est la dérivée seconde qu'il faut considérer. Remarquons que l'importance de la géométrie est telle que pour une sonde sphérique c'est la dérivée seconde qui fournirait la fonction de répartition des vitesses. {59}.

- Remarque sur le potentiel V_c :

Les électrons sont émis par l'émetteur.

Supposons que la distribution de potentiel dans l'espace ne soit déterminée que par les potentiels des deux électrodes, émetteur et sonde.

Considérons les électrons émis par l'émetteur avec une vitesse négligeable ; ils seront repoussés conformément au diagramme de la figure 21 lorsque

$$\phi_E = |V_c| + \phi_3 \quad (\text{XXI})$$

Si une gaine ionique se développe devant l'émetteur la relation XXI est toujours satisfaite puisque, quelle que soit l'énergie des électrons sortant du métal, ils sont toujours accélérés. Il n'en est pas de même dans le cas d'une gaine électronique puisque les électrons sont alors retardés ; seuls ceux qui ont une énergie suffisante peuvent franchir la gaine. Nous ne rencontrons pratiquement jamais ce cas dans nos expériences puisque en accord avec la figure 3, nos conditions expérimentales ne permettent, dans la plupart des cas, que la création d'une gaine ionique devant l'émetteur. (fig.22)

L'introduction de nouvelles électrodes dans le milieu nécessite de connaître leur influence sur la distribution du potentiel de l'espace. Nous examinerons particulièrement le cas de l'anode en fonction du potentiel qui lui est appliqué.

2 - CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES -

a) Régime de collisions

La figure 23(a) a été tracée pour une pression de césium de 2.10^{-2} torr. La courbe de BRODE et les calculs reproduits p.12 {25} montrent que le libre parcours moyen électronique dans ces conditions est d'environ 0,1 mm.

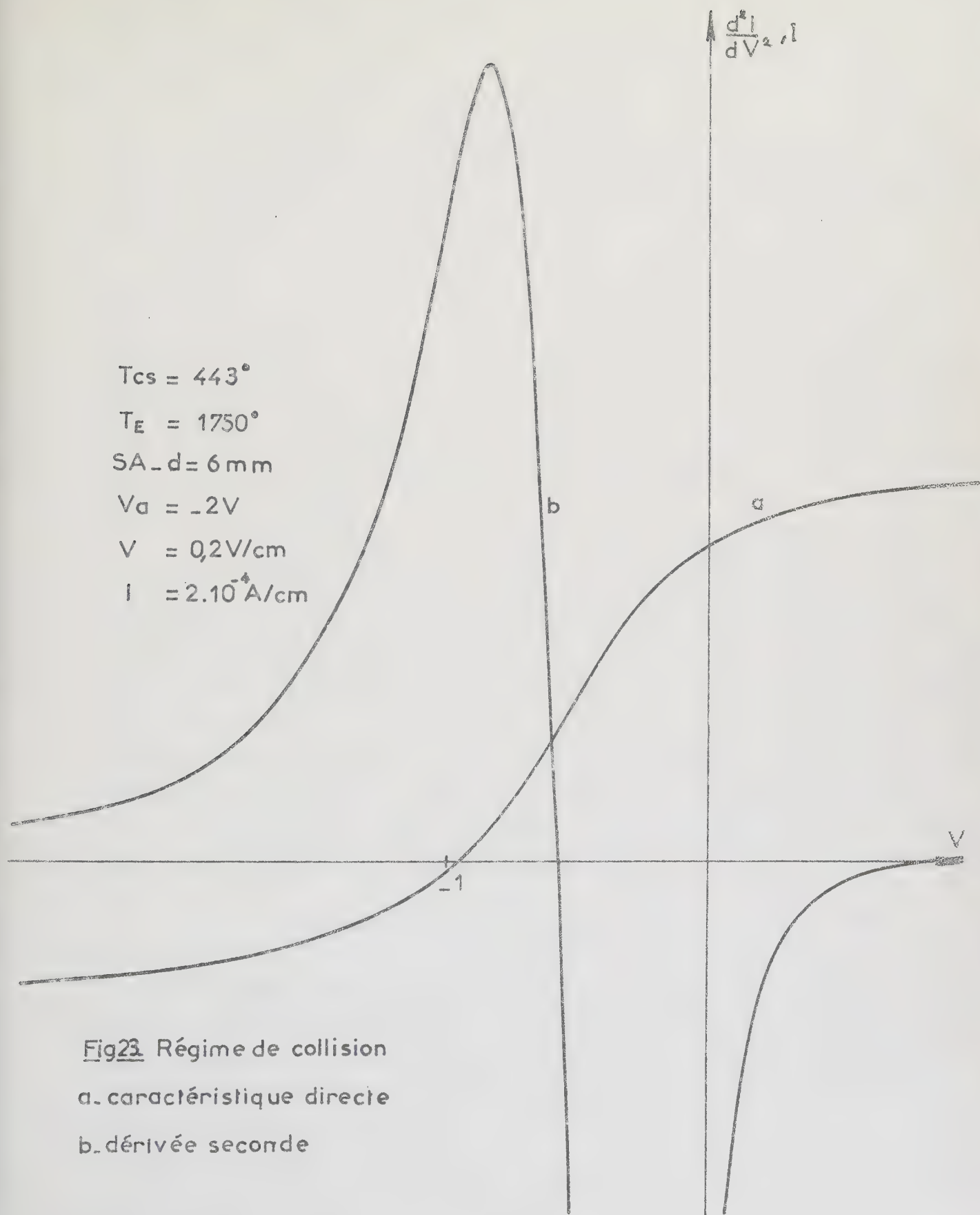


Fig23. Régime de collision
 a. caractéristique directe
 b. dérivée seconde

Ces résultats montrent que pour une sonde placée à plusieurs millimètres de l'émetteur nous nous trouvons vraisemblablement en régime de collisions.

- Caractéristique directe - élaboration :

Comparée à la courbe théorique (fig. 18) la courbe 23(a) présente certaines différences. On trouve deux paliers raccordés par une courbe présentant un point d'inflexion. Certains auteurs {60} proposent de confondre le potentiel du point de courbure V_c avec celui du point d'inflexion V_i . Nous adopterons cette détermination par la suite.

L'importance du courant inverse (pour V négatif) tend à prouver que la relation XI n'est pas satisfaite. Il faut remarquer que ce courant est la somme du courant ionique à saturation et d'un courant électronique réémis par la sonde qui peut être portée à haute température, comme on l'a déjà vu p.27. Le recouvrement de l'électrode de collection par du césium abaisse son potentiel de sortie ce qui favorise l'émission électronique. Aussi est-il difficile, en présence de césium, de connaître le courant ionique donc la densité des ions. Une sonde refroidie présenterait l'avantage, en réduisant la réémission, de pouvoir mesurer cette densité.

- Caractéristique dérivée seconde : (Fig. 23(b))

Nous avons vu que cette courbe permet d'atteindre $F(v)$. Si la distribution est maxwellienne la caractéristique est exponentielle dans la région β de la figure 18, il en est donc de même de ses dérivées. On peut ainsi connaître la température des électrons. Le point pour lequel

$$\frac{d^2 I}{dV^2} = 0$$

nous permet de déterminer V_i .

b) Régime de particules libres

A l'inverse de la courbe 23(a) tracée à forte pression de césium, la courbe 24(a) a été tracée avec une pression résiduelle de 2.10^{-7} torr. Dans ces conditions le libre parcours moyen des électrons est de plusieurs centaines de mètres, ce qui est très supérieur aux dimensions de l'enceinte. Ceci montre que les électrons émis par l'émetteur n'interagissent pas dans l'espace inter-électrodes.

- Caractéristique directe :

A l'exclusion du courant inverse l'analogie avec la courbe 23(a) est grande. On obtient encore deux paliers réunis par une courbe présentant un point d'inflexion. Par analogie avec le cas précédant nous allons nous intéresser au potentiel d'inflexion V_{λ} .

- Dérivées de la caractéristique ;

La figure 24(b) représente la dérivée première et la figure 24(c), la dérivée seconde de la caractéristique. La première fournit des renseignements sur la fonction de distribution $F(v)$ des électrons comme nous l'avons signalé p.35. Bien que la dérivée seconde n'ait pas de signification physique précise elle nous permet de mesurer facilement V_{λ} . Dans le cas d'un flux les résultats expérimentaux montrent que la distribution est généralement maxwellienne, nous pouvons donc mesurer la dispersion thermique aussi bien sur la courbe que sur sa dérivée seconde.

3 - CONCLUSION -

Si nous prenons deux régimes de fonctionnement distincts, l'un étant un plasma macroscopiquement neutre et isotrope alors que l'autre est un flux d'électrons de vitesse dirigée qui interagissent

Fig24 Régime de flux

a. caractéristique directe

b. dérivée première

c. dérivée seconde

$$P = 2.10^{-7} \text{ torr}$$

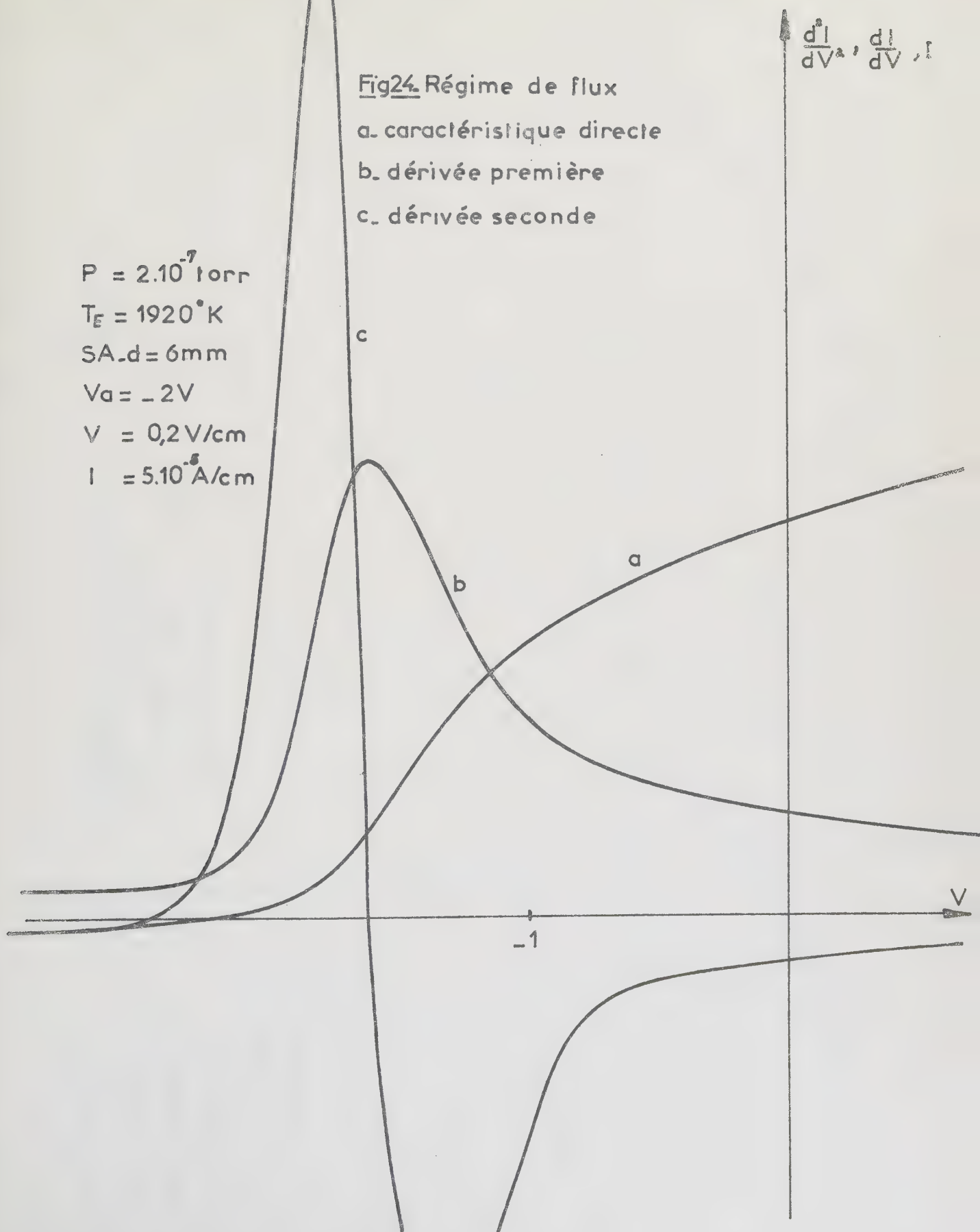
$$T_E = 1920^\circ \text{K}$$

$$SA.d = 6 \text{ mm}$$

$$V_a = -2 \text{ V}$$

$$V = 0,2 \text{ V/cm}$$

$$I = 5.10^{-5} \text{ A/cm}$$



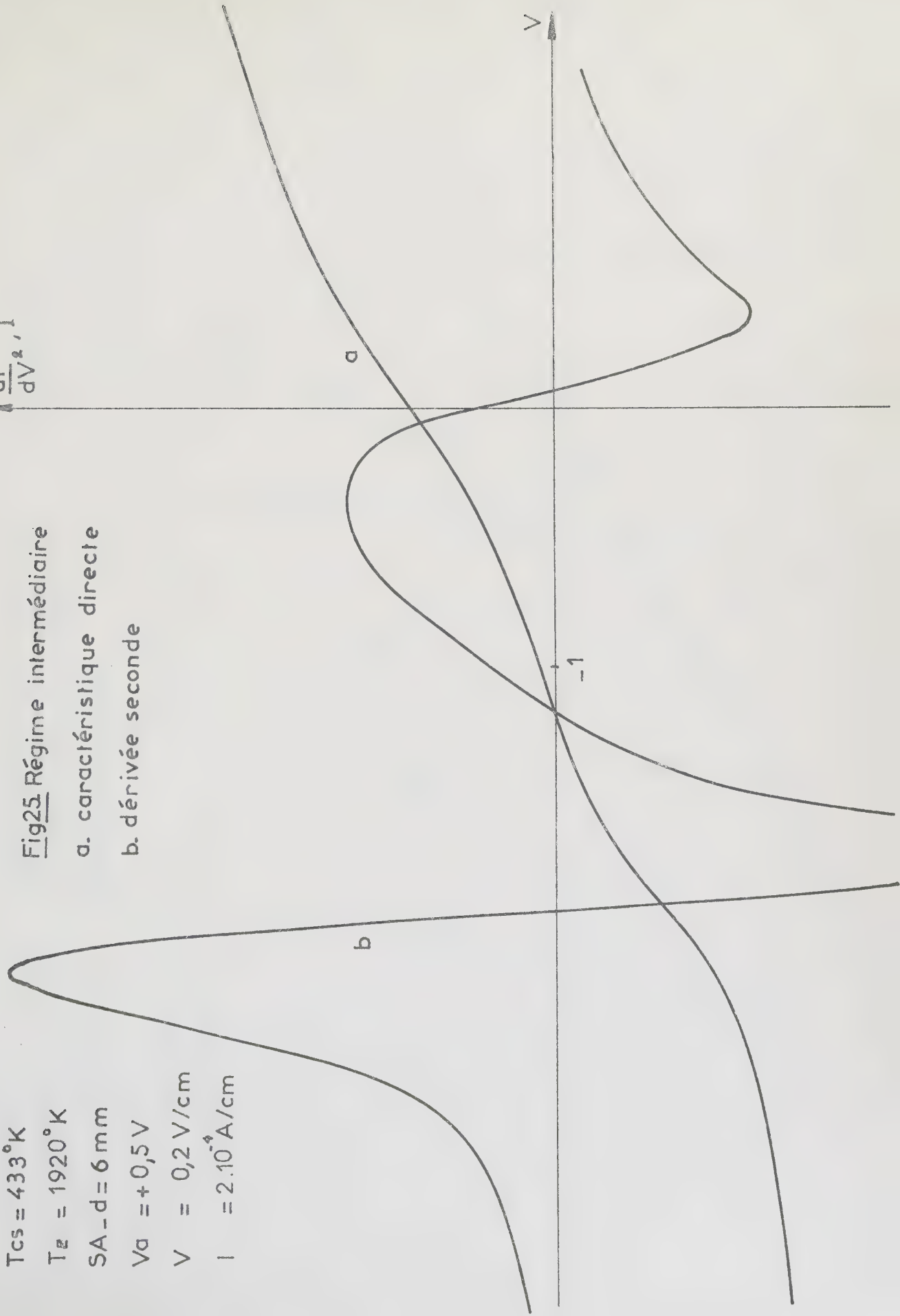
$T_{cs} = 433^{\circ}K$
 $T_g = 1920^{\circ}K$
 $SA - d = 6 \text{ mm}$
 $V_a = +0,5 \text{ V}$
 $V = 0,2 \text{ V/cm}$
 $I = 2 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}$

Fig25 Régime intermédiaire

a. caractéristique directe

b. dérivée seconde

$\frac{dI}{dV}, I$

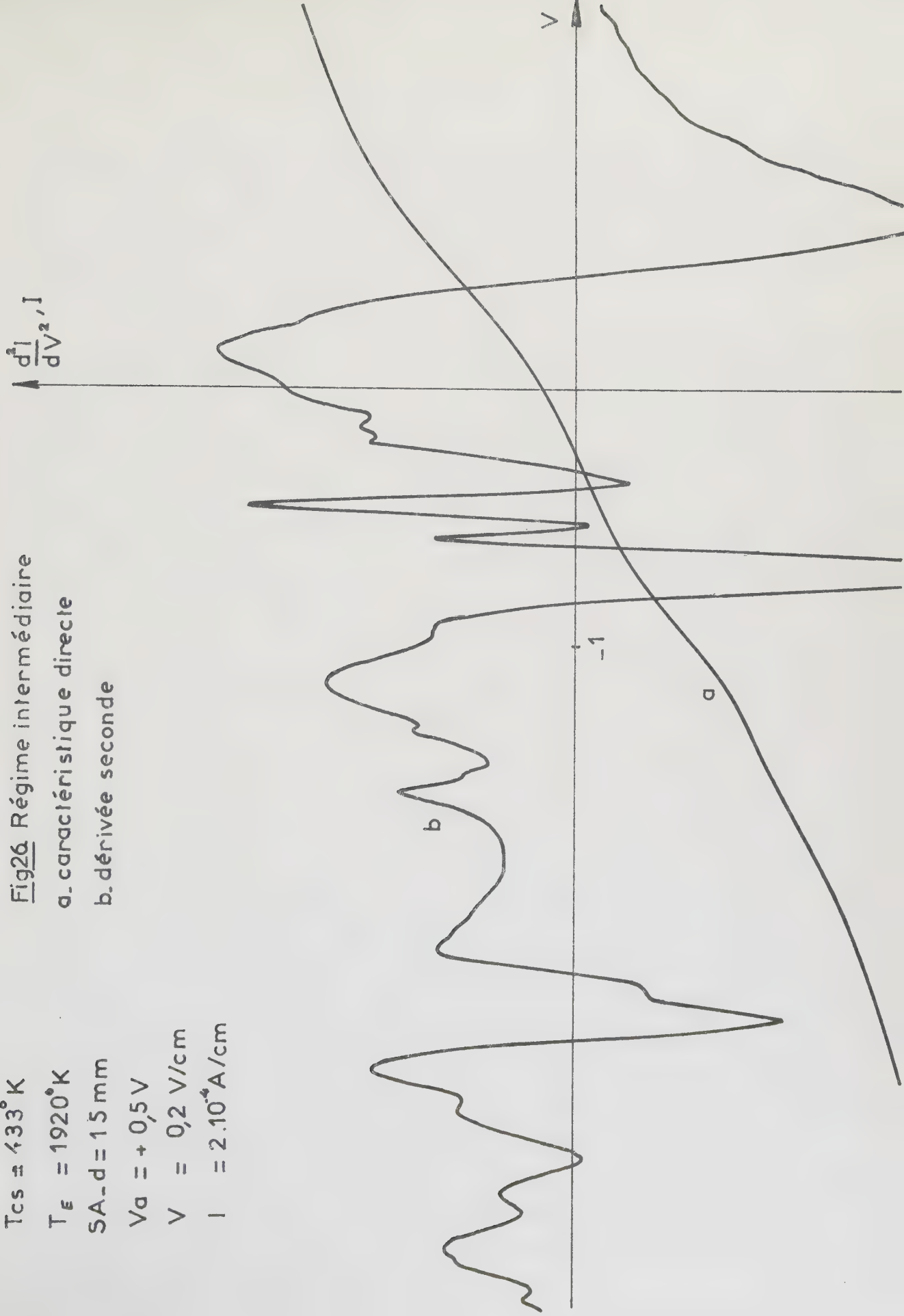


$T_{cs} \approx 433^\circ K$
 $T_F = 1920^\circ K$
 $SA-d = 15 \text{ mm}$
 $V_a = + 0,5 \text{ V}$
 $V = 0,2 \text{ V/cm}$
 $I = 2 \cdot 10^{-4} \text{ A/cm}$

Fig26 Régime intermédiaire

a. caractéristique directe

b. dérivée seconde



de façon négligeable avec quelques ions positifs dans un milieu non neutre, on peut se demander comment la connaissance des seules caractéristiques de sonde représentées par les figures 23 et 24, permet d'identifier la nature du régime qui est analysé puisque ces courbes sont semblables.

La signification physique du potentiel d'inflexion est totalement différente selon le régime : en plasma, V_i mesure le potentiel local ce qui n'a plus de sens en flux. Remarquons que dans ce dernier cas on ne sait pas mesurer le potentiel local. De plus pour une sonde plane, dans le cas plasma c'est la dérivée seconde qui donne la fonction $F(v)$ alors qu'en flux c'est la dérivée première qu'il faut considérer. Cependant, ce point est relativement secondaire puisque l'ambiguïté peut être levée par l'emploi d'une sonde sphérique {59}.

Le but de notre travail est de répondre à cette question et en particulier de trouver la signification physique du potentiel V_i en flux. Nous verrons que l'on peut rattacher sa valeur à la différence des travaux de sortie de l'émetteur et de la sonde. Avant de traiter la partie expérimentale rappelons que l'originalité de notre machine tient au fait qu'elle nous permet de passer continûment d'un régime à l'autre. Quand cette opération est effectuée, en augmentant la pression de césium, il apparaît une zone de transition que nous allons rapidement examiner. A partir du régime de flux nous commençons par observer la courbe (25) qui représente deux paliers distincts, donc deux points d'inflexion que nous interpréterons. Puis avant d'atteindre le régime collisionnel nous observons des caractéristiques telles que celle représentée sur la figure 26. Nous signalons l'existence de ce régime dont l'interprétation est plus délicate et fait l'objet d'un autre travail au laboratoire.

Nous allons surtout étudier les variations du potentiel V_i en fonction des conditions expérimentales pour essayer de dégager un critère qui nous permettra d'identifier le régime de fonctionnement de la machine.

B) ETUDE DU REGIME DE COLLISIONS

1 - CARACTERISTIQUE DERIVEE SECONDE -

La figure 27 montre une famille de caractéristiques enregistrée pour une température de réservoir de césium fixe ($T_{cs} = 453^{\circ}K$) et pour une température d'émetteur $T_E = 1750^{\circ}K$. Le seul paramètre qui varie est le potentiel d'anode (V_a) et chaque courbe correspond à l'enregistrement de la dérivée seconde de la caractéristique de sonde (SR_2) pour une valeur donnée de V_a . Ce réseau a été tracé en quelques minutes pour éviter au maximum les dérives des conditions expérimentales. L'enregistrement, fait par valeurs croissantes ou décroissantes du potentiel de sonde, fait apparaître un cycle, dû à la fois aux constantes de temps des circuits électroniques et à l'hystérésis du plasma {59}. Pour un balayage linéaire en fonction du temps les deux courbes du tracé sont simplement translatées de 0,1 volt pour une vitesse d'exploration de 0,04 volt/seconde. Sur la figure 27 nous ne représentons qu'une des courbes obtenue en faisant varier le potentiel de sonde par valeurs décroissantes. Il y a lieu alors de tenir compte d'une erreur systématique de - 0,05 volt sur la mesure du potentiel d'inflexion.

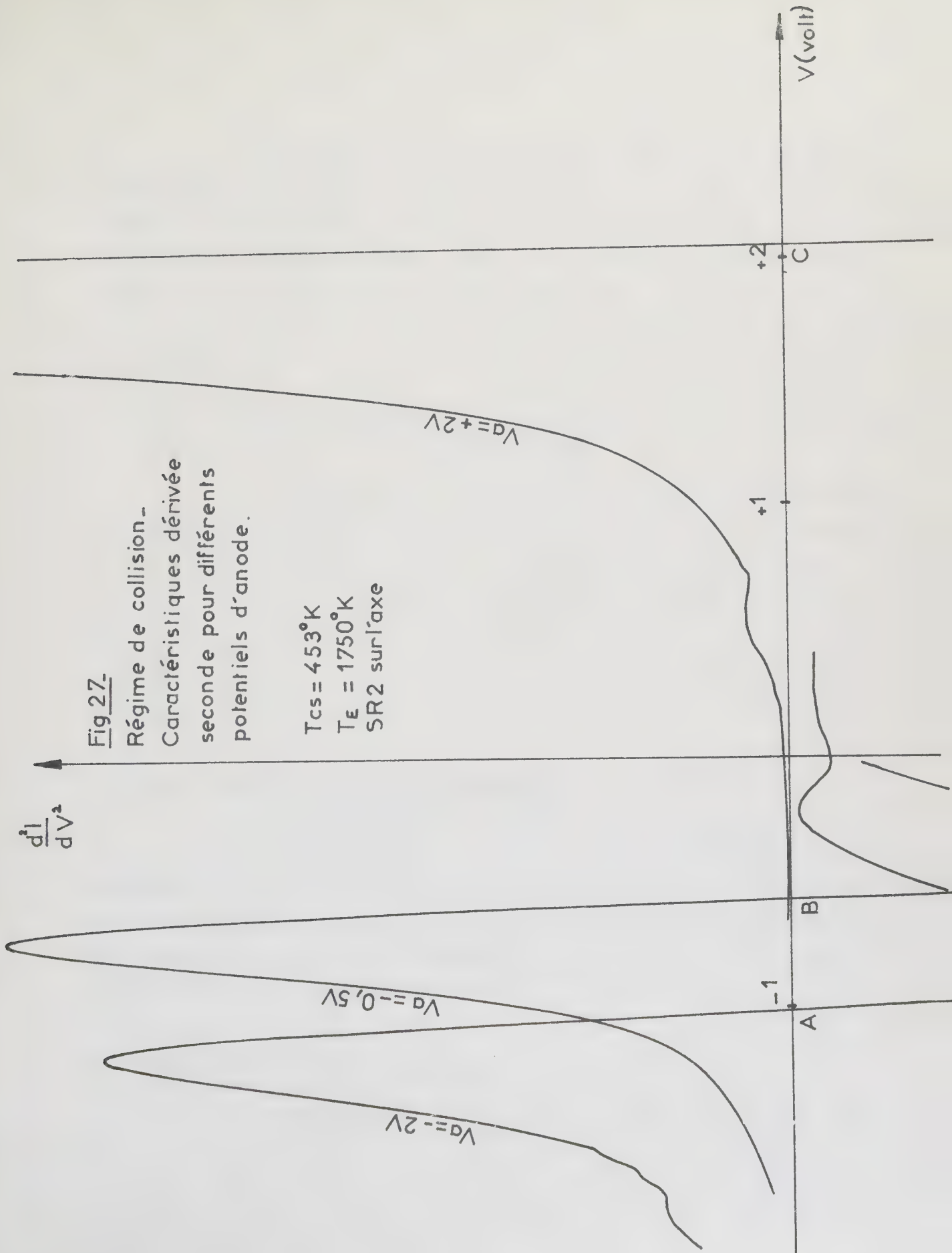
Sur la figure 27 seules quelques caractéristiques ont été reproduites, en réalité le faisceau comporte 8 courbes. Dans la région où V_a est négatif, la variation peut être exponentielle mais ce n'est pas général. Dans certains cas nous avons observé que l'amplitude correspondant au sommet décroît lorsque V_a devient positif. Le point le plus important concerne la variation du potentiel d'inflexion qui est représenté par les points A, B, C en fonction de V_a . Ces variations sont portées sur la figure 28.

$\frac{d^2I}{dV^2}$

Fig 27.

Régime de collision -
Caractéristiques dérivée
seconde pour différents
potentiels d'anode.

$T_{cs} = 453^\circ K$
 $T_E = 1750^\circ K$
SR2 sur l'axe



Nous remarquons que la sonde radiale SR_1 , placée sur l'axe de la machine, au centre de l'espace d'analyse et la sonde axiale placée ensuite au même point fournissent des valeurs identiques de V_i pour la même valeur du potentiel d'anode. Sur la figure 28, le potentiel d'anode reste dans l'intervalle $+4, -4$ volt. En dehors de ce domaine apparaît une décharge dans l'espace. Le régime d'arc n'a pas été figuré car son étude expérimentale est difficile en raison de l'importance du courant drainé par l'anode (plusieurs ampères) ce qui risque, dans le montage actuel, de détériorer les circuits électriques.

On observe que la courbe 28 se divise en deux segments de droite séparés par une discontinuité. La partie correspondant à $V_a > 1$ volt coïncide avec la diagonale principale ce qui semble montrer que le milieu prend le potentiel d'anode. Pour V_a inférieur à 1 volt on obtient un segment de droite avec une pente plus faible. Pour $V_a = + 1$ volt, on obtient deux valeurs de V_i suivant que ce potentiel d'anode est atteint par valeurs supérieures (branche a) ou inférieures (b).

Précision des mesures du potentiel V_i :

Des expériences de stabilité en fonction de V_a faites à quelques minutes d'intervalle montrent que le potentiel V_i est mesuré à $\pm 0,02$ volt. Des expériences de reproductibilité des conditions expérimentales portant sur l'ensemble des paramètres sauf la température du four à césium montrent que la valeur de V_i présente une dispersion de $\pm 0,1$ volt.

2 - ETUDE DES VARIATIONS DE V_i -

a) Variations en fonction de la position de la sonde

La courbe b de la figure 29 permet une comparaison avec la figure 28. Elles sont tracées dans les mêmes conditions et seule leur position change.

Régime de collisions

$$T_{cs} = 453^{\circ} \text{ K}$$

$$T_E = 1750^{\circ} \text{ K}$$

SR2 sur l'axe

SA ($d = 26 \text{ mm}$)

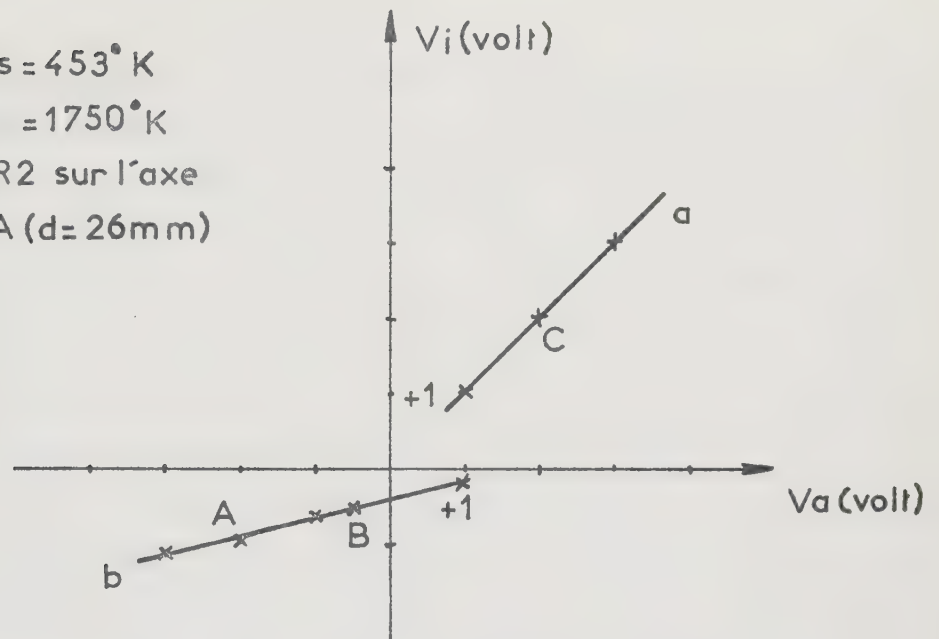


Fig 28 - Variations du potentiel d'inflexion (V_i) en fonction du potentiel d'anode (V_a)

$$T_{cs} = 453^{\circ}$$

SA ($d = 6 \text{ mm}$)

SR1 sur l'axe

$$a. T_E = 1870^{\circ} \text{ K}$$

$$b. T_E = 1750^{\circ} \text{ K}$$

$$c. T_E = 1450^{\circ} \text{ K}$$

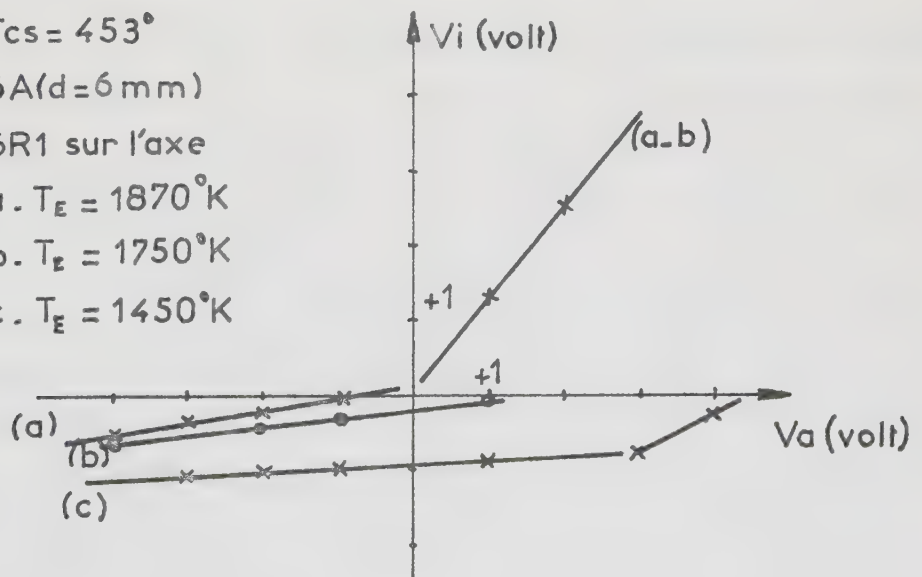


Fig 29 - Influence de T_E sur la mesure de $V_i = f(V_a)$

Nous observons sur le réseau de courbes a, b, c de la figure 29 que la sonde axiale (3A) et la sonde radiale (SR_1) donnent des résultats identiques lorsqu'elles sont placées au même point. L'allure générale de la courbe 29-b est la même que celle de la figure 28 quoique la pente de la branche inférieure soit plus faible. Dans la branche supérieure, on observe une légère translation entre les deux courbes qui pourrait être due à la variation du travail de sortie ϕ_s de la sonde. Quand la sonde s'approche de l'émetteur, sa température augmente ainsi que son potentiel de sortie. Ce phénomène semble se confirmer sur la figure 30 qui montre les variations du potentiel d'inflexion V_i enregistrée sur la sonde radiale SR_1 , placée sur l'axe de la machine (a) et à 20 mm de l'axe (b). Les courbes sont simplement translatées et ceci tend à montrer que le potentiel de sortie (ϕ_s) de la sonde a changé : éloignée de l'axe la sonde s'est refroidie.

b) Variations en fonction de la température de l'émetteur

Sur la figure 29 nous avons porté trois courbes pour différentes valeurs de la température de l'émetteur (a, b, c). Il semble que le potentiel du point où se produit la discontinuité dans la courbe décroisse lorsque T_E augmente. On observe que le potentiel V_i tend à devenir constant et indépendant de V_a pour V_a négatif lorsque la température de l'émetteur décroît. En accord avec le diagramme de potentiel décrit sur la figure 17, il semble que l'espace se fixe approximativement au potentiel de la limite de la gaine de l'émetteur. Quand la température du réservoir de césium est fixée, la figure 3 montre que la chute de potentiel dans la gaine augmente avec la température de l'émetteur ; ce fait semble confirmé par la variation du potentiel d'inflexion qui est amplifiée par le changement du travail de sortie de la sonde qui augmente avec la température de l'émetteur.

La figure 29 qui représente V_i en fonction de V_a pour différentes températures d'émetteur et la figure 30 qui est tracée pour deux positions de la sonde radiale la plus proche de l'émetteur semblent confirmer l'hypothèse de l'isotropie du milieu. Il aurait été intéressant d'augmenter la pression de césium mais ces expériences nécessiteraient, en particulier, de porter aussi la température de l'émetteur au-delà de 2000°K ce que la machine, dans sa structure actuelle, ne supporte pas pendant des intervalles de temps assez longs.

3 - TEMPERATURE ET DENSITE ELECTRONIQUE -

La connaissance de la température électronique est difficile par suite de l'existence d'un courant inverse important (comme nous l'avons vu page 37). Il ne nous a pas été possible de faire une étude systématique d'autant ^{plus} que les distributions observées ne sont pas toujours maxwelliennes. Dans les cas où une mesure est possible nous trouvons des températures électroniques comprises entre 5000°K et 6000°K , en accord avec la remarque faite page 10 {25}. Ces résultats ne dépendent pas sensiblement de la sonde utilisée ni de sa position.

Nous avons vu (relation XIII, page 31) que la mesure de la densité électronique (n_e) nécessite de connaître la température électronique (T_e). Cette dernière est difficile à chiffrer et c'est la raison pour laquelle nous avons représenté sur la figure 31, les variations de I_{e0} , en fonction du potentiel d'anode. I_{e0} est relié à la densité électronique par la relation XIII. Nous avons représenté deux courbes correspondant à deux températures d'émetteur. Ces courbes sont tracées avec les sondes SR_1 et SA placées au même point.

Régime de collisions

$$T_{cs} = 453^{\circ}$$

$$T_E = 1870^{\circ}$$

a. SR1 sur l'axe

b. SR1 sur $\phi 40$ mm

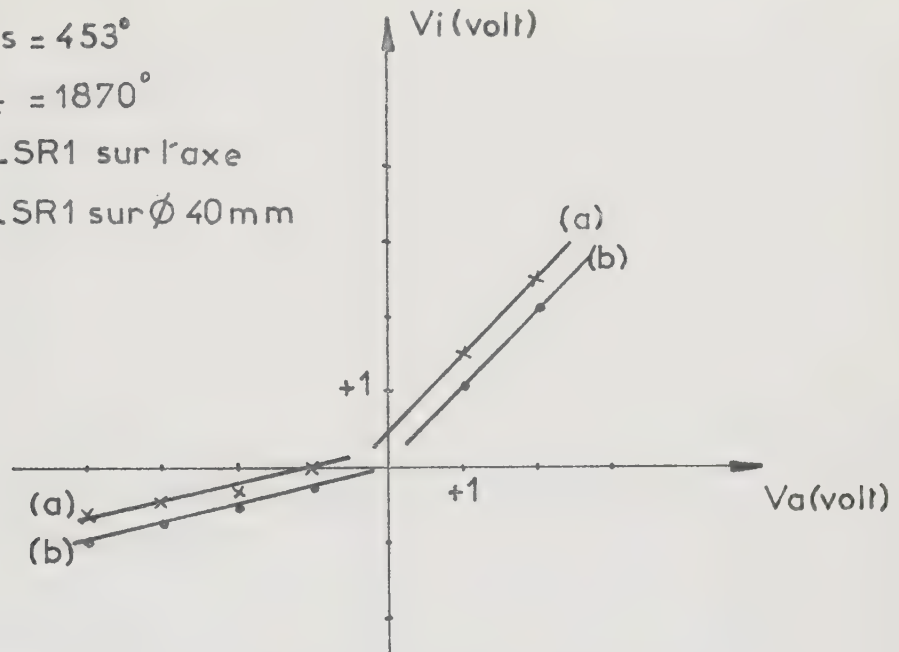


Fig 30. Variations de V_i en fonction de V_a pour deux positions de la sonde radiale SR1

$$T_{cs} = 453^{\circ}K$$

SA ($d = 6$ mm)

SR1 sur l'axe

$$a. T_E = 1870^{\circ}K$$

$$b. T_E = 1750^{\circ}K$$

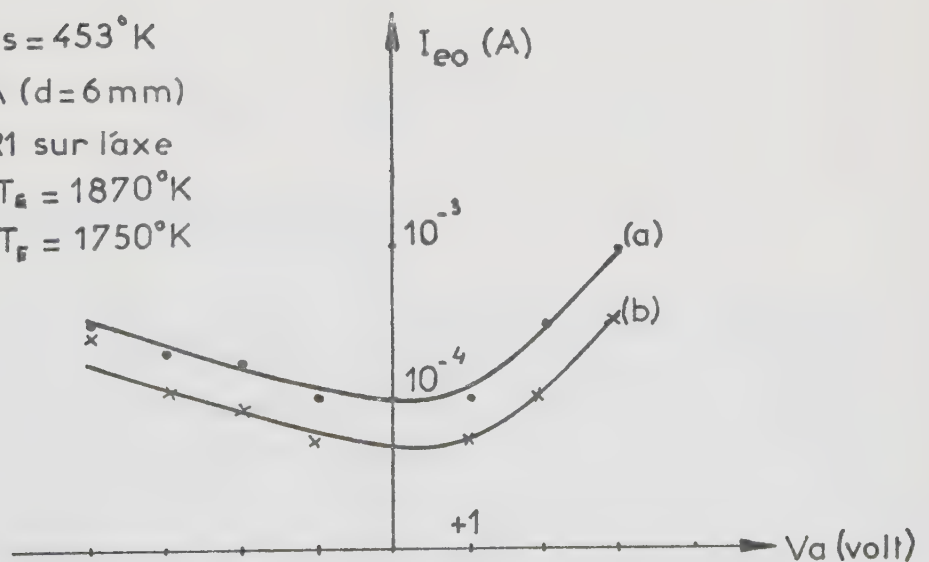


Fig 31. Variations du courant de sonde (I_{eo}) en fonction de V_a pour deux températures d'émetteur

Nous trouvons des résultats identiques, à la précision des mesures, pour la sonde radiale SR_2 et la sonde axiale SA placée à 26 mm de l'émetteur. Les courbes présentent un minimum marqué pour des valeurs de V_a , voisines de zéro. L'établissement d'un régime d'ionisation dans le volume fait croître I_{eo} lorsque $|V_a|$ croît. Pour $V_a = 0$ volt et $T_E = 1870^\circ K$ une estimation de la densité à 30% près conduit à $n_e = 10^{10}$ électrons/cm³.

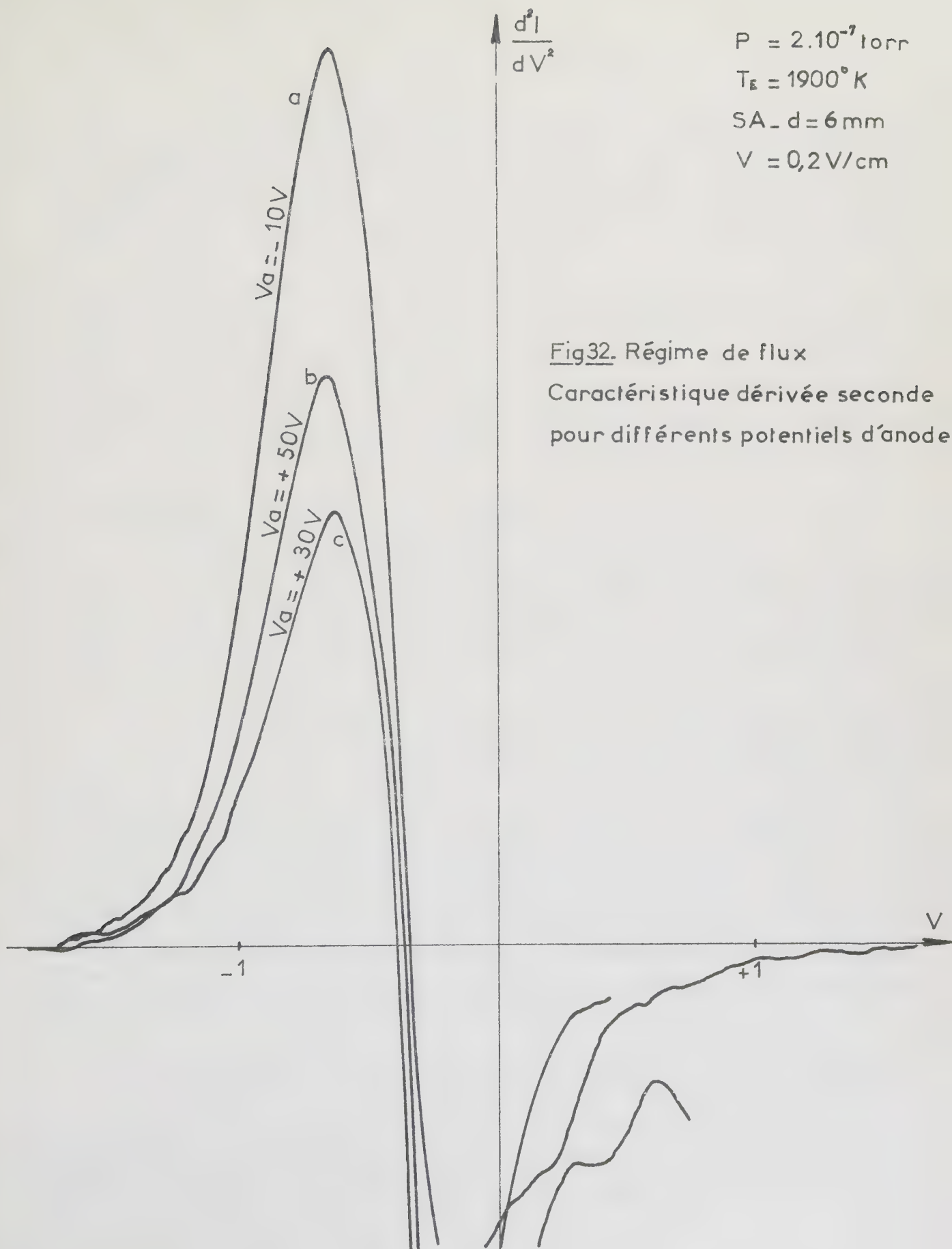
Nous n'avons pas noté de variations supérieures aux erreurs expérimentales dans la mesure de I_{eo} pour l'ensemble des positions atteintes par les sondes dans le volume utile, ce qui confirme l'isotropie du milieu ionisé. L'espace semble équipotentiel et les écarts observés peuvent être attribués à des changements du travail de sortie des sondes. Le potentiel de l'espace, mesuré par les sondes, dépend du potentiel de l'anode.

Il semble donc que, en régime de collisions, le milieu soit isotrope et équipotentiel.

C) REGIME DE PARTICULES LIBRES

1 - CARACTERISTIQUE DERIVEE SECONDE -

La figure 32 représente plusieurs caractéristiques dérivées seconde obtenues dans les conditions suivantes (Pression résiduelle 2.10^{-7} torr, température d'émetteur $1900^\circ K$). La tension appliquée à l'anode est le seul paramètre qui varie d'une courbe à l'autre. Les remarques concernant l'enregistrement et la précision de la mesure du potentiel d'inflexion sont les mêmes que dans le régime collisionnel. Rappelons que nous avons mentionné page 38 les raisons pour lesquelles nous étudions cette dérivée.



Contrairement au cas précédent, les caractéristiques sont généralement exponentielles, ce qui nous permet de faire des mesures de température. Enfin, le régime d'arc n'étant plus à craindre nous avons pu faire varier V_a dans un intervalle plus grand (de +150 à -150 volt).

La première constatation qui s'impose après examen de la figure 32 est que, contrairement au cas collisionnel, l'abscisse du point d'intersection de la dérivée seconde avec l'axe des tensions, c'est-à-dire le point d'inflexion V_i , ne dépend pas du potentiel d'anode. On va montrer, en faisant varier les conditions expérimentales à quoi correspond ce point.

2 - ETUDE DES VARIATIONS DU POTENTIEL D'INFLEXION -

Quand la pression de césium atteint 10^{-5} torr environ, les caractéristiques obtenues pour de grandes valeurs de V_a (supérieures à 10 volt) deviennent peu exploitables ; c'est pourquoi nous avons limité l'intervalle de variation de V_a pour cette étude.

a) Variations en fonction de la température de l'émetteur

Elles sont représentées sur la figure 33 ; le potentiel d'inflexion (V_i) reste négatif et sa valeur absolue augmente quand la température de l'émetteur décroît. Comme on le voit sur la figure 1, le travail de sortie de l'émetteur ne varie pas dans l'intervalle de température où nous travaillons, alors qu'il est certain qu'une augmentation de T_E entraîne une augmentation de la température de l'électrode de collection donc une diminution du recouvrement en césium ce qui accroît son travail de sortie.

b) Variations en fonction de la position de la sonde

Nous fixons la température du réservoir de césium et la température de l'émetteur et nous enregistrons les variations de V_i pour plusieurs positions de la sonde axiale.

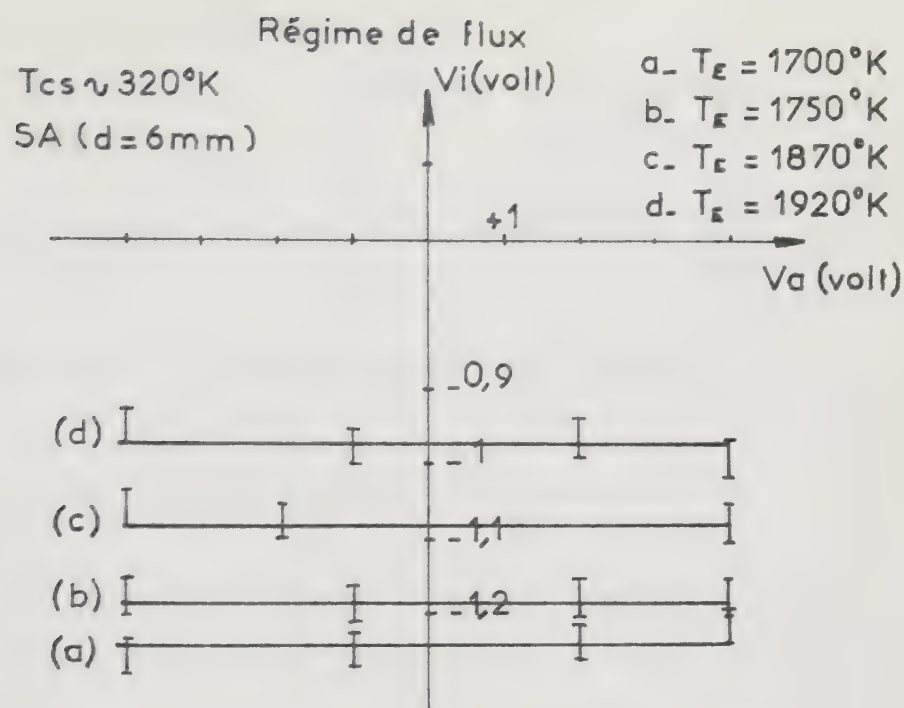


Fig 33. Variations du potentiel d'inflexion (V_i) en fonction du potentiel d'anode (V_a) pour différentes températures d'émetteur (T_E)

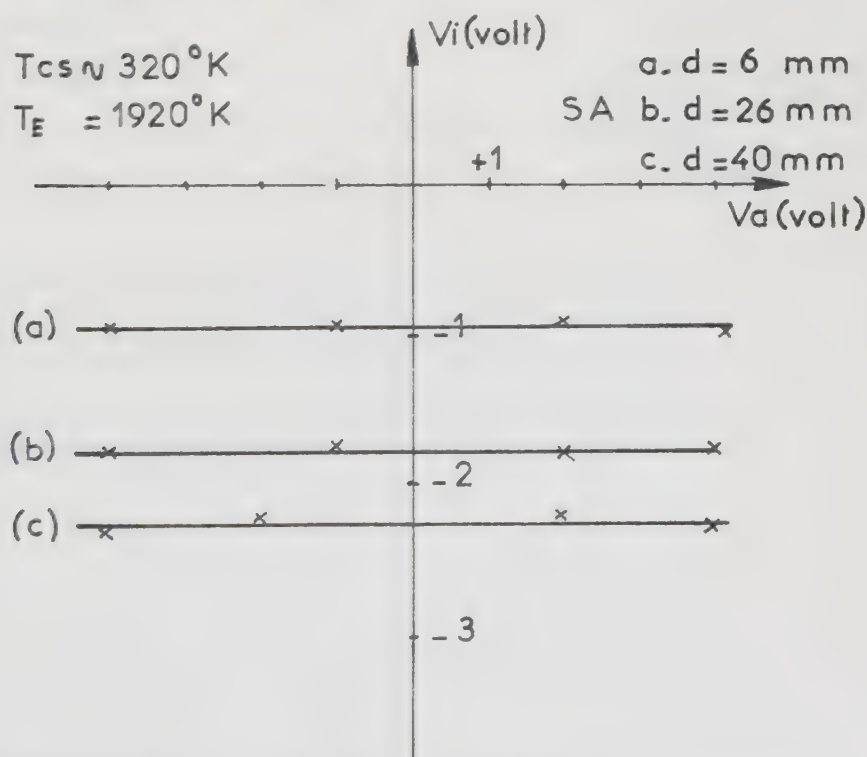


Fig 34. Variations du potentiel d'inflexion (V_i) en fonction du potentiel d'anode (V_a) pour différentes positions de la sonde axiale SA

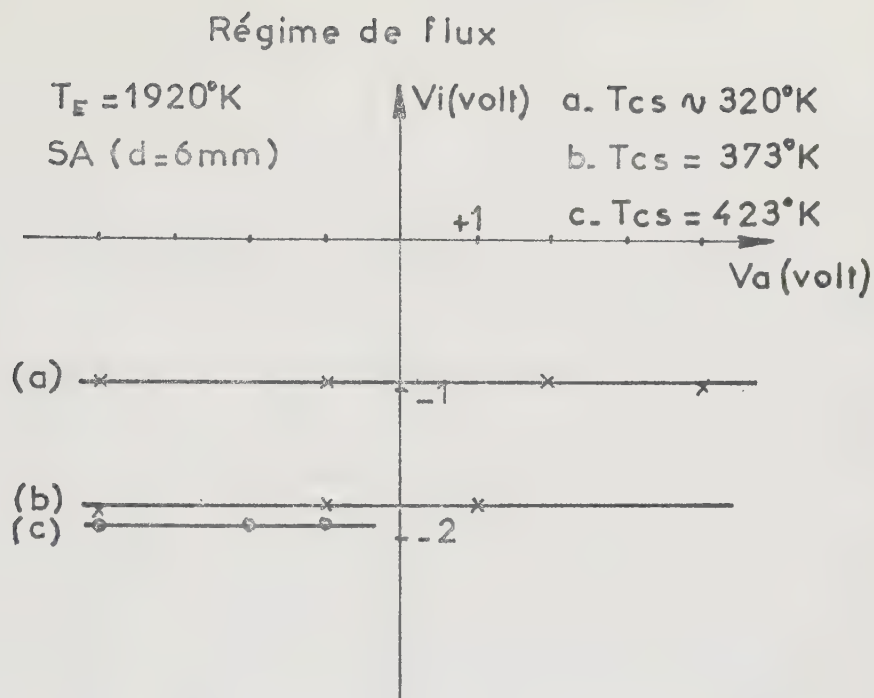


Fig35- Variations de (V_i) en fonction de (V_a) pour différentes pressions de césium

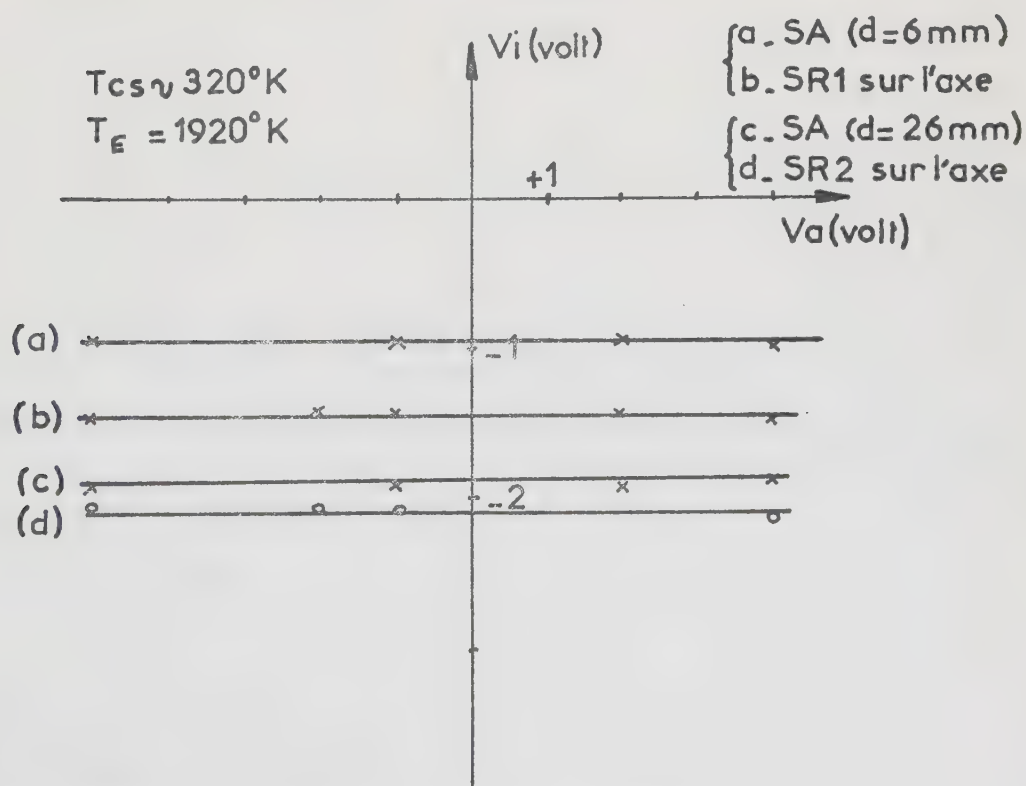


Fig36- Variations de (V_i) en fonction de (V_a) :
Comparaison entre une sonde axiale
et une sonde radiale au même point.

Plus la distance à l'émetteur augmente plus V_i , qui ne dépend toujours pas du potentiel d'anode, augmente en valeur absolue comme on le voit sur la figure 34. Là encore il faut observer que quand la distance d s'accroît la température de l'électrode de collection diminue, ainsi que son travail de sortie, alors que la température de l'émetteur reste fixe..

c) Influence de la pression de césium

Si seule la température du réservoir change, on voit sur la figure 35 que la valeur absolue de V_i croît si T_{cs} augmente. Remarquons que, pour rester en régime de flux, la pression de césium ne dépasse pas 5.10^{-3} torr.

d) Conclusion

Il semble bien que les résultats précédents peuvent être liés à la variation du travail de sortie de la sonde (ϕ_S) en fonction des conditions physiques. Pour les conditions de pression de césium déjà citées la figure 1 montre que l'émetteur n'est pas recouvert de césium compte tenu de sa température. En accord avec la relation XXI page 36, le potentiel d'inflexion mesurerait donc la différence des travaux de sortie de l'émetteur et de la sonde soit $\phi_E - \phi_S$. Ceci semble confirmé par le fait que le minimum observé pour V_i est de -2,4 volt et très exceptionnellement -2,6 volt.

Nous pouvons alors écrire

$$- V_i = \phi_E - \phi_S = 2,4 \text{ volt}$$

or l'émetteur a un potentiel de sortie de 4,2 volt (Fig. 1). Nous en déduisons alors que

$$\phi_S = 1,8 \text{ volt}$$

ce qui est précisément le travail de sortie d'une sonde entièrement recouverte de césium.

Pour la valeur de $V_i = -2,6$ volt et ^{en} supposant que le potentiel de sortie de l'émetteur est de 4,2 volt, on trouve $\phi_s = 1,6$ volt, ce qui est en accord avec ce que d'autres auteurs ont observé {16} (page 7) à propos de l'existence d'un minimum de potentiel de sortie pour un recouvrement voisin de 70%.

Sondes radiales

Nous avons examiné jusqu'à présent le comportement de la sonde axiale. La figure 36 montre que le potentiel d'inflexion mesuré sur une sonde radiale ne dépend pas du potentiel d'anode. Nous observons que, pour tous les paramètres fixés, nous avons toujours :

$$|V_i|_{SR_1} < |V_i|_{SR_2}$$

ce qui peut s'expliquer par le fait que la sonde la plus lointaine (SR_2) est plus froide que SR_1 . Notons le bon accord entre les résultats fournis par la sonde axiale placée dans le plan de la sonde radiale SR_2 et ceux fournis par cette dernière (figure 36, courbes c et d). L'écart entre les mesures de SA et de la sonde radiale SR_1 (a et b) est plus important et nous observons toujours que le potentiel d'inflexion mesuré sur SR_1 est inférieur à celui donné par la sonde axiale qui est plus chaude. Cet écart diminue lorsque la pression de césium augmente en accord avec les travaux de LANGMUIR {16} comme nous l'avons constaté en étudiant le régime de collision (Fig. 29).

3 - COURANT DE SONDE (I_{eo}) ET TEMPERATURE ELECTRONIQUE -

Nous avons remarqué que les caractéristiques sont généralement exponentielles dans la région de la caractéristique où la collection se fait en fonction de la distribution des énergies des électrons.

Régime de flux

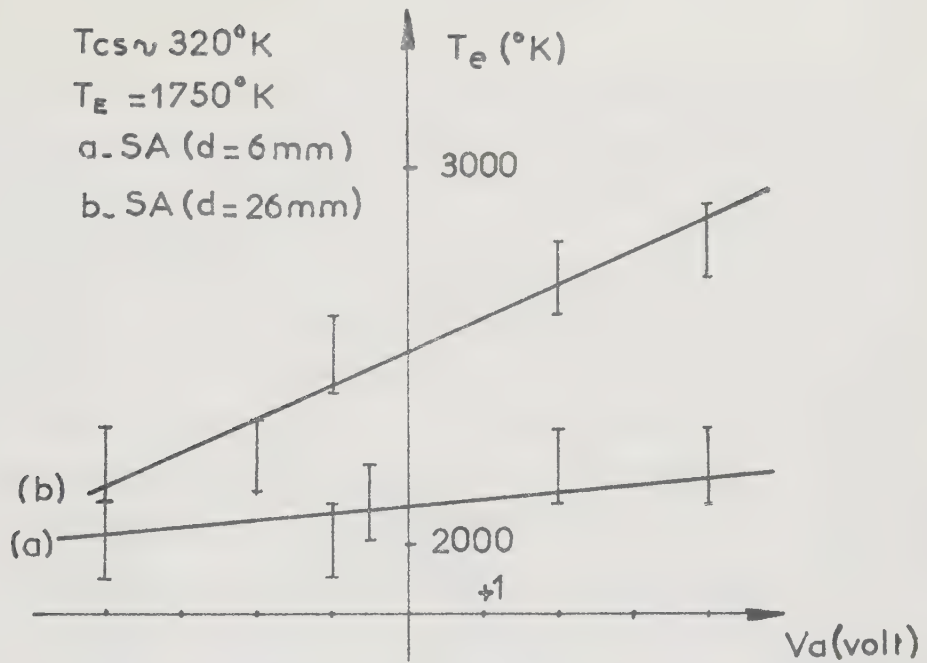


Fig 37. Variations de la température électronique (T_e) en fonction du potentiel d'anode (V_a) pour deux distances d'observation.

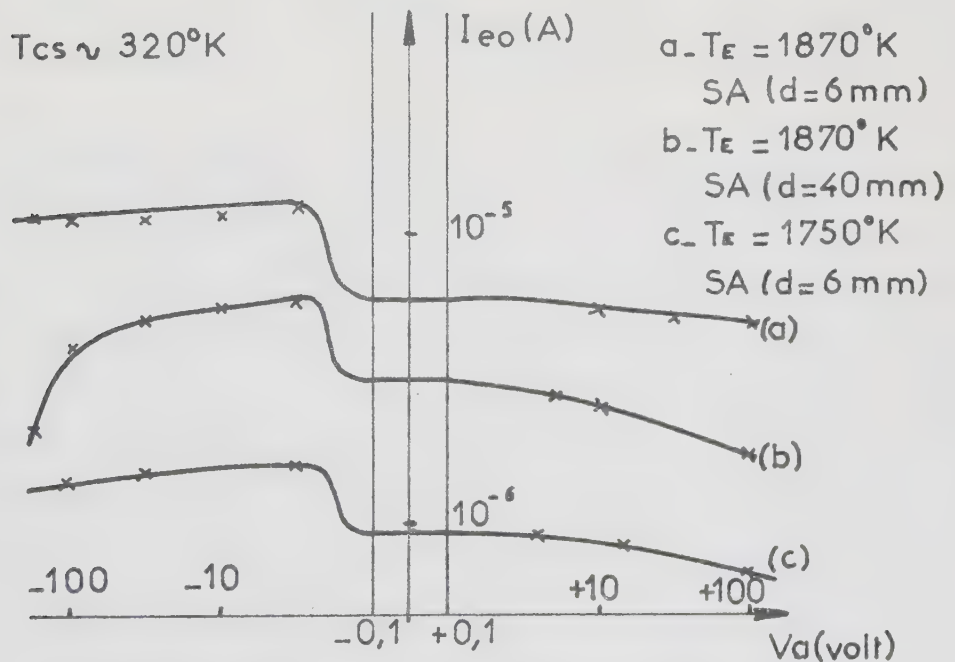


Fig 38. Mesure de (I_{eo}) en fonction de (V_a) sur SA pour deux températures d'émetteur (a, c) et deux distances d'observation (a, b).

Les résultats de la mesure de la température électronique en fonction du potentiel d'anode sont reproduits sur la figure 37. La précision est de l'ordre de $\pm 100^\circ\text{K}$. Nous constatons que la température électronique est voisine de la température de l'émetteur comme nous l'avons fait observer page 9. Quand la sonde axiale est proche de l'émetteur (a) la valeur mesurée dépend peu du potentiel de l'anode. En revanche on observe une augmentation de la température électronique pour les valeurs positives de V_a lorsque la sonde axiale est éloignée de l'émetteur. Dans ce régime de flux, les sondes axiales mesurent également des températures de l'ordre de 2000°K à 3000°K . Cependant alors qu'en régime de collisions, l'ensemble des sondes donne la même mesure de la température électronique (5000°K à 6000°K) quand elle est possible), il n'en est plus de même en flux. En effet, on observe que la sonde radiale éloignée (SR_2) mesure une température inférieure à celle de la sonde radiale SR_1 , quelles que soient les conditions expérimentales dans ce régime. Nous ne possédons, actuellement, aucune interprétation de ce phénomène qui exige une étude expérimentale plus détaillée et ne particulier des sondes plus élaborées.

Nous avons observé pour de larges variations du potentiel d'anode (± 150 volt) la valeur du courant I_{eo} correspondant au potentiel d'inflexion V_i sur la sonde axiale. Les résultats sont portés sur la figure 38. Les courbes présentent une variation brusque pour des potentiels d'anode compris entre -2 et -3 volt. Ceux-ci correspondent à la valeur de la tension qu'il faut imposer à l'anode, recouverte de césium, pour qu'elle repousse les électrons issus de l'émetteur. Les courbes (a) et (b) permettent d'observer l'influence sur la collection de la sonde d'un potentiel appliqué à une électrode dans l'espace (page 36) en particulier celui de l'anode. Remarquons que la sonde ne peut mesurer la différence des travaux de sortie ($\phi_F - \phi_S$) que si les électrons issus de l'émetteur ne rencontrent pas de potentiel retardateur dans l'espace avant d'être collectés par la sonde.

Ainsi la figure 38a montre que, même pour des potentiels importants imposés à l'anode, c'est la sonde, lorsqu'elle est proche de l'émetteur, qui impose la répartition du potentiel dans le volume qui les sépare. En effet, le potentiel de l'anode ne modifie pas la collection de la sonde.

En accord avec les lois de l'électrostatique le potentiel V_0 d'un point de l'espace est de la forme :

$$V_0 = K_1 V + K_2 V_a$$

K_1, K_2 sont des constantes

V , potentiel appliqué à la sonde (± 3 volt)

V_a potentiel appliqué à l'anode (± 150 volt)

Rappelons que l'émetteur est à un potentiel nul.

Donc si la sonde est proche de l'émetteur, dans l'espace qui les sépare K_2 est négligeable. Il n'en est plus de même lorsque la sonde est éloignée de l'émetteur mais nous constatons que l'influence de l'anode pour $d = 40$ mm n'affecte la collection de la sonde axiale que lorsque la valeur absolue de V_a dépasse 10 volt. (fig. 38b). Si le potentiel d'anode devient très négatif, les électrons sont repoussés par celle-ci vers l'émetteur et le courant de sonde diminue ; le même effet se produit pour des valeurs positives de V_a par entraînement des électrons vers l'anode. (la valeur du courant I_{e0} pour des tensions d'anode $V_a < -10$ volt est approchée et nous n'avons pas pu déterminer V_a pour ces points). La comparaison des courbes 38(a) et 38(c) montre l'influence de la température de l'émetteur ; la variation est plus importante que dans le cas collisionnel (Fig. 31). A température d'émetteur égale, la valeur du courant I_{e0} est inférieure dans le régime de flux à celle mesurée dans le régime de collision. On peut supposer que, dans ce dernier ^{cas} un courant dû à l'ionisation en volume se superpose au courant issu de l'émetteur.

Nous avons observé que la température du réservoir de césium a peu d'influence sur la valeur du courant I_{e0} ce qui est naturel en régime de particules libres pour lequel, seule la température de l'émetteur détermine le flux électronique.

En conclusion on constate donc que, malgré l'analogie apparente des caractéristiques directes et dérivées secondes obtenues dans le cas collisionnel et dans le régime de flux, l'interprétation du potentiel d'inflexion est totalement différente. Dans le premier cas ce potentiel correspond au potentiel local du milieu (à ϕ_3 près) alors que dans le second cas il mesure la différence des travaux de sortie, compte tenu du recouvrement en césium, entre l'émetteur et la sonde. On voit donc l'intérêt qu'il y a à étudier le comportement de V_i en fonction de V_a pour connaître le régime de fonctionnement et la signification physique des mesures (en particulier de V_i)

D) REGIME INTERMEDIAIRE

Nous avons déjà signalé son existence. On le rencontre lorsque la distance d'observation d est de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des électrons primaires dans la vapeur de césium. La caractéristique directe de sonde présente parfois deux paliers distincts ce qui se traduit par deux pics plus ou moins visibles sur la dérivée seconde comme on le remarque sur la figure 39 qui montre quelques enregistrements pour différentes valeurs du potentiel d'anode V_a . On observe qu'un des pics reste fixe tandis que l'autre varie avec V_a . Nous avons repéré la position de ces pics en fonction du potentiel d'anode. Pour le pic fixe nous avons pris sa valeur au sommet et non le point de rencontre avec l'axe des potentiels car il n'existe pas toujours (Fig. 39). L'erreur est alors de $\pm 0,1$ volt.

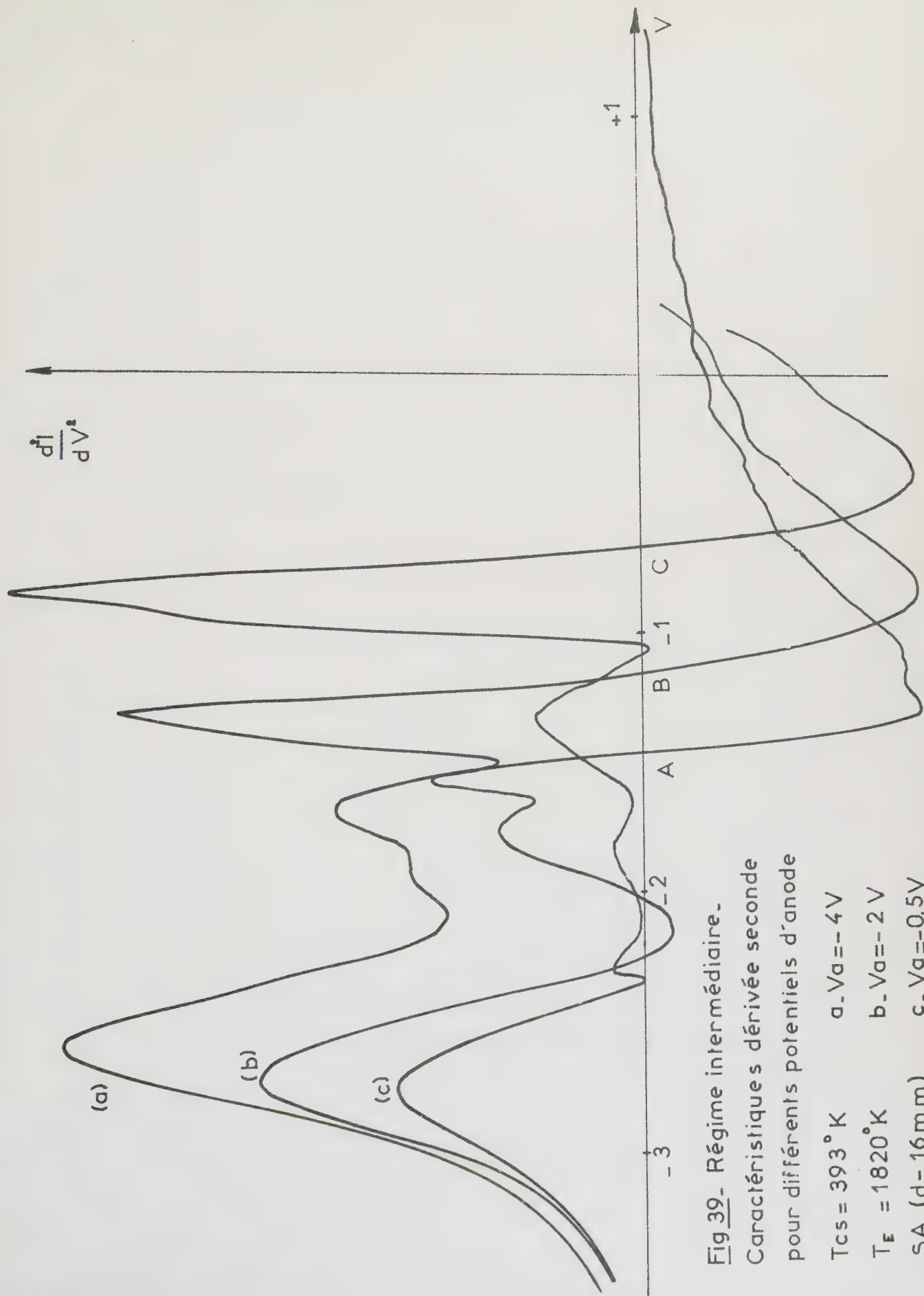


Fig 39_ Régime intermédiaire.
Caractéristiques dérivée seconde
pour différents potentiels d'anode

$T_{cs} = 393^{\circ}K$	a. $V_a = -4V$
$T_F = 1820^{\circ}K$	b. $V_a = -2V$
SA ($d = 16mm$)	c. $V_a = -0,5V$

Régime intermédiaire

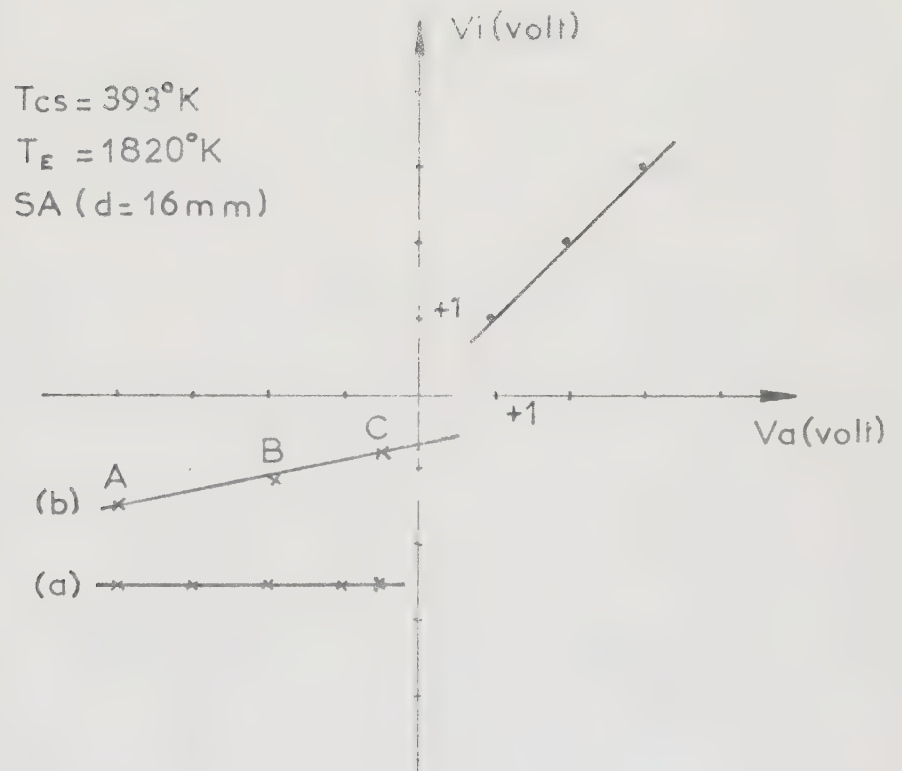


Fig 40 - Variations du potentiel d'inflexion (V_i)
 en fonction du potentiel d'anode (V_a)

a) Etude des différents pics

Quelques résultats sont présentés sur la figure 40. Le pic fixe, attribué aux électrons primaires (a) disparaît généralement lorsque le potentiel d'anode devient positif, alors que le second pic, attribué aux électrons ayant subi des interactions, évolue comme en régime de collision. C'est l'étude des variations de ces pics qui nous permet d'après l'examen des deux régimes précédents de leur donner cette interprétation. On observe donc que les deux distributions correspondant aux deux régimes précédents (collision et flux) sont en présence.

Sur les figures 41-42-43 pour des conditions bien déterminées des paramètres ($T_E = 1870^\circ K$, $T_{CA} = 433^\circ K$) nous avons pu observer les trois régimes successivement, en ne changeant que la distance de la sonde axiale à l'émetteur (d). Sur la figure 41, la sonde axiale est proche de l'émetteur ($d = 3 \text{ mm}$) ; le potentiel d'inflexion ne dépend pas du potentiel d'anode. La sonde n'est donc sensible qu'au flux des électrons primaires. Sur la figure 42, la sonde radiale SR_1 et la sonde axiale SA montrent que les deux distributions existent. On remarque que la groupe d'électrons thermalisés semble isotrope. En passant de la position $d = 6 \text{ mm}$ à $d = 26 \text{ mm}$ nous avons observé sur la sonde axiale des distributions à pics multiples comme ceux décrits sur la figure 26. Sur la figure 43, sont enregistrés les mesures faites par la sonde radiale SR_2 et la sonde axiale dans son plan ($d = 26 \text{ mm}$) Les deux sondes ne sont plus affectées par les électrons primaires et les caractéristiques ne présentent plus qu'un seul pic qui varie avec le potentiel d'anode.

Dans certains cas, la distribution des électrons primaires disparaît sur les sondes radiales alors qu'elle est encore visible sur la sonde axiale mais il faut remarquer que l'amplitude du pic de la dérivée seconde ne dépend pas de la population de chaque distribution.

Observation des trois régimes Etude en fonction de la distance

Fig:41

SA (d= 3mm)

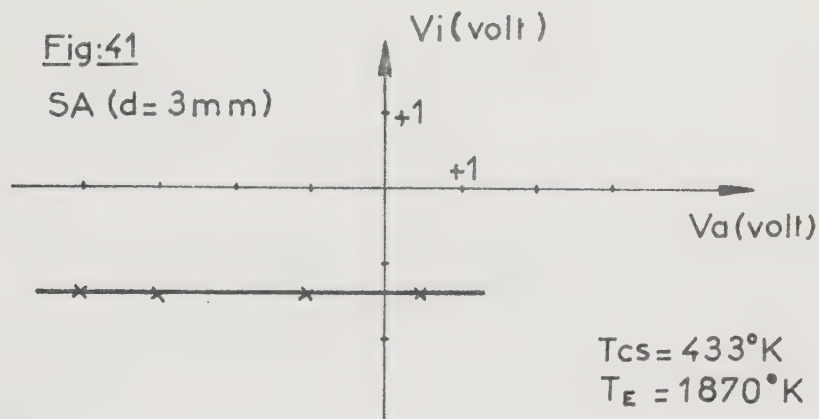


Fig:42

a. SA (d= 6 mm)

b. SR1 sur l'axe

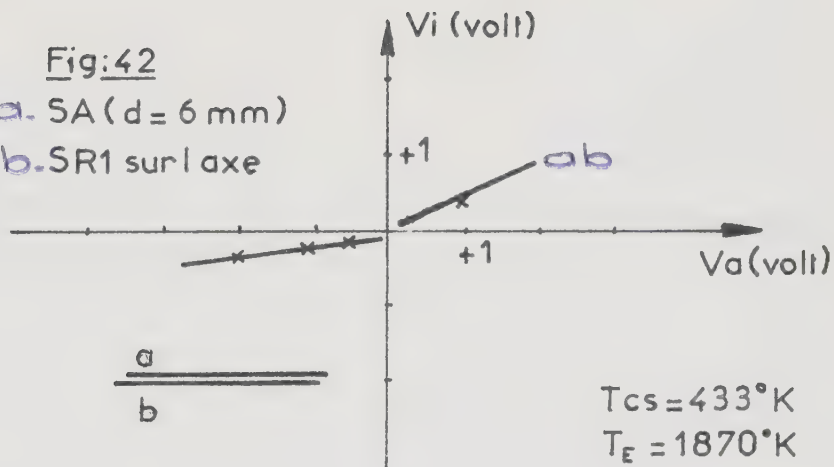
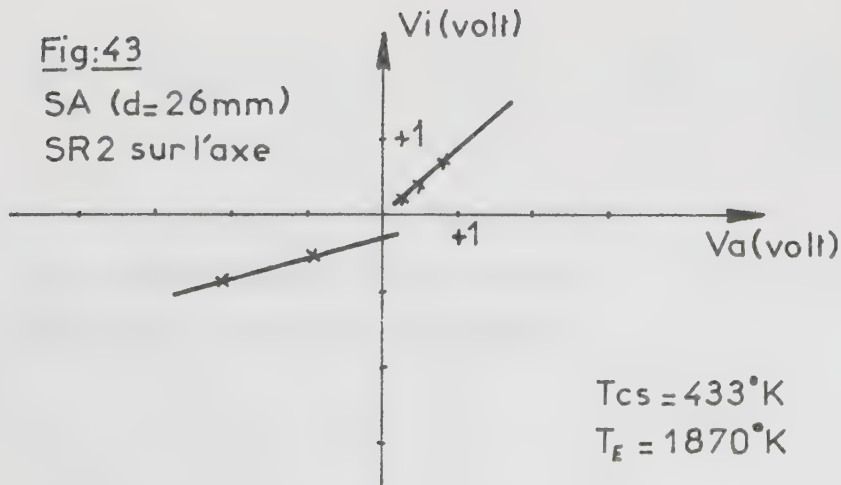


Fig:43

SA (d=26mm)

SR2 sur l'axe



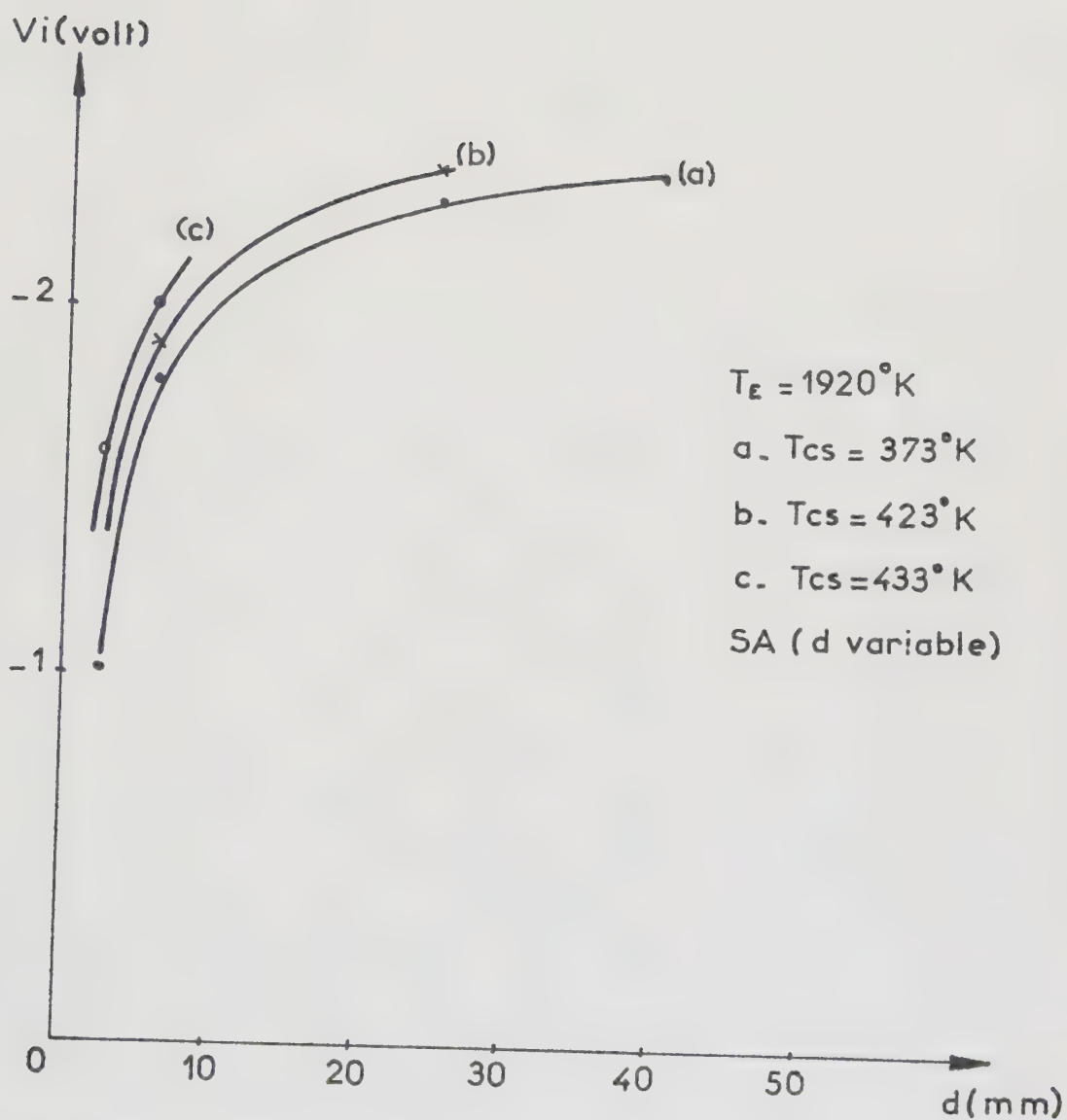


Fig 44. Variations de la limite d'observation
 du pic d'électrons primaires pour
 différentes pressions de césium.

Une petite variation rapide du courant de sonde peut fournir un pic de grande amplitude. Dans certains cas, lorsqu'elle a pu être chiffrée, nous avons constaté que la température électronique obtenue à partir du pic fixe est comprise entre 2000°K et 3000°K qui sont les valeurs limites trouvées en flux.

b) Conclusion

Les résultats concernant l'étude de ce régime ne sont pas suffisants pour tirer des conclusions générales. Un point important concerne l'observation de la continuité des phénomènes physiques mis en jeu. Une étude approfondie de ce régime intermédiaire devrait fournir des renseignements sur les phénomènes d'interaction. Elle est actuellement en cours au laboratoire. La figure 44, représente la variation du potentiel d'inflexion V_i mesuré sur le pic correspondant aux électrons primaires pour différentes pressions de césium en fonction de la distance d'observation (d) sur la sonde axiale. La température de l'émetteur est constante. On voit ainsi la limite d'observation de ce pic dans l'espace. Mais nous ne pouvons pas conclure car à température d'émetteur donnée, des modifications de la pression de césium entraînent, par modification de la gaine devant l'émetteur, des variations du spectre énergétique des électrons (fig. 3). Aussi la courbe 44 ne peut-elle pas être reliée sans précaution, au libre parcours moyen des électrons.

V - CONCLUSION -

Notre machine a fonctionné dans de bonnes conditions malgré les difficultés créées par la nécessité d'obtenir un bon vide dans un grand volume à haute température et en présence de vapeur de césium. Cependant quelques améliorations technologiques sont actuellement en cours d'étude. Le point essentiel concerne la pression de césium qu'il faut mesurer de manière plus précise et qu'il est souhaitable de pouvoir augmenter jusqu'aux environs de 1 torr, ceci nécessite également de pouvoir chauffer l'émetteur à une température largement supérieure à 2000°K. Dans ce cas les problèmes du refroidissement et l'homogénéité de température deviennent délicats. Cependant diverses solutions sont actuellement à l'essai. La mesure de la température de l'émetteur est également à reconsidérer pour obtenir une meilleure précision.

Le problème de la structure des sondes et de la mesure de leur température est proche de sa solution. Nous avons mis au point divers types de sondes dont certaines sont refroidies par circulation d'eau sous pression mais les résultats feront l'objet d'un travail ultérieur. De plus une amélioration de la géométrie de la surface de collection (planéité) et une meilleure précision de sa mesure sont également poursuivies. Enfin diverses méthodes ont été essayées pour obtenir un meilleur enregistrement des caractéristiques et en particulier, un montage va nous permettre d'avoir directement la température électronique quand cela est possible. Nous envisageons également l'utilisation de différentes méthodes de mesure telles que les sondes à résonance, les hyperfréquences ou la spectroscopie optique.

Nous pouvons donc conclure que, au point de vue technologique, certaines améliorations sont nécessaires pour accroître les performances de notre machine.

En ce qui concerne les résultats expérimentaux obtenus à partir des sondes électriques, nous avons montré que le régime qui caractérise le milieu ionisé a une influence déterminante sur l'exploitation des courbes caractéristiques. Les sondes présentent l'avantage de permettre une étude locale et éventuellement, dans le cas plasma, la mesure du potentiel local. Dans le cas flux, le potentiel local ne peut pas être mesuré par cette méthode aussi voit-on l'intérêt que présente l'identification du régime analysé. Cette identification ne peut pas être faite directement à partir de la seule considération des courbes caractéristiques et une analyse plus complète doit être entreprise (par exemple étude des variations du potentiel d'inflexion, en fonction de divers paramètres). On peut donc conclure que les plus grandes précautions sont nécessaires quand on veut mesurer un potentiel local à partir d'une simple courbe courant-tension fournie par une sonde.

Notre machine présente l'avantage de permettre l'étude de ces différents régimes par passage continu de l'un à l'autre. Nous avons vu qu'il existe un état intermédiaire complexe dont l'analyse par sonde électrique n'est pas aisée puisque les courbes caractéristiques présentent de nombreux accidents reproductibles mais difficiles à interpréter. Ce travail est en cours au laboratoire.

Remarquons, pour terminer qu'il n'est pas possible actuellement de faire des mesures directes du libre parcours moyen d'interactions électroniques car deux paramètres sont à considérer: la pression de césium et l'énergie des électrons liée à la température d'émetteur. Comme ces paramètres ne sont pas indépendants leur étude détaillée exige une analyse systématique qui ne pourra être menée à bien que quand nous aurons mis au point une mesure plus précise de la pression de césium et un émetteur qui pourra être porté à une température largement supérieure à 2000°K.

- B I B L I O G R A P H I E -

1. LANGMUIR and KINGDON
Physical Review - 1923 - 21 (380)
2. RANKEN - GROVER - SALMI
Journ. of Appl. Phys. 31 n° 12 Dec. 1960 (2140)
3. LOEB
Basic processes of gaseous electronics 1961 Univ. of California
4. DE LEEUW
Physico Chemical diagnostics of Plasma. Northwest. Univ. Press 1961
5. ICHIKAWA
Progress of theoretical physics 28 n°2 -1962- (315)
6. WIMMEL
Z.Naturforschung 19a -1964- (1099)
7. MORGULIS
J. Expt. Theoret. Phys. 3-20-1935
8. ZANDBERG - IONOV
Soviet Physics Uspekhi 67(2) - 1925 - (255)
9. GURNEY
Physical Review 47 - 1935 - (479)
10. TSENER
J. Expt. Theor. Phys. (USSR) 8-1938 (632)
11. LANGMUIR - KINGDON
Proc. Roy. Soc. A 107-61 1925
12. NOTTINGHAM
S. Flügge - Springer Verlag XXI - 1961
13. LE BIHAN et MAUGIS
Annales de radioélectricité - Tome XX n°80 1965 (126)
14. LANGMUIR and TAYLOR
Phys. Rev. 44 n°6 - 1933

15. HOUSTON
Power information center. Report PIC-ELE-TI 3/3 1961
16. LANGMUIR
Atoms and molecules - Phil. Labrary. New-York 1950
17. DEFRANOULD
Thèse. Paris. Mai 1963
18. RICHARDSON
Proc. Camb. Phil. Soc. 11- 1902 (280)
19. BLANC-LAPIERRE - GOUDET - LAPOSTOLLE
Electronique générale . Eyrolles 1953
20. NOTTINGHAM
Conf. on ionisation in gazes - UPPSALA 1959 (486-501)
21. HOUSTON
Bul. Am. Phys. Soc(2) 6-1961 (358)
22. LLOYD - SMITH
Handbook of physics - Mc Graw Hill 1958 Chapter 6
23. MEDICUS
Jour. of Ap. Phys. 33 n°10 - 1962 - (3094)
24. HOUSTON and WEBSTER
Advances electronics. Vol 17 Academic Press (125)
25. CHAPMAN - CAUFIELD - HEMSTREET
Jour. of Appl. Phys. 35 n°10 1964 (2813)
26. MULLER
Phys. Rev. 45 - 1934 - (314)
27. BATES
Atomic and molecular processes - Academic Press 1962
28. MASSEY
Theory of atomic collisions - Handbuch der Physik Vol 36
29. Mac DANIEL
Collision phenomena in ionized gazes - Wiley 1964

30. BRODE
Rev. of Mod. Phys. 5. 1933 (257)
31. CHEN - RAETHER
Physical Review 128 n°6 -1962 (2679)
32. BRODE
Physical Review 34 -- 1929 (673)
33. BAYET
Physique électronique des gaz et solides - Masson 1958
34. VAN LEIMPT
Recueil des travaux chimiques des Pays-Bas 1936 (55)(157)
35. NOTTINGHAM
Direct conversion of heat to electricity Kaye et Welsch § 8
Wiley 1960
36. DUSHMANN
Scientific . foundation of vacuum techniques - Wiley 1962
37. YANG - LINK - CARPENTIER
Electrochemical Soc. Japan 108 - Nov.1961 - (1078)
38. SMITH - MARGREAVES
Jour. of Nuclear materials 1963 (191-200)
39. Report AD 294-155 1963 U.S.Air force
40. NOTTINGHAM
Report 4.62 Oct 1962
41. HUBER - BENSIMON
Annales de radioelectricité Tome 16 n° 64 - Avril 1961
42. Report MV ASD. TDR 1052 (1962) Aeronautical system division
43. KOHL
Materials and technique for electron tubes Reinhold Publ.Co
New-York 1960
44. DELAFOSSE - MONGODIN
Calculs de la technique du vide
Ed. Ste Française des Ingénieurs techniciens du vide

45. ROSEBURY
Handbook of electron tubes and vacuum techniques. Wiley 1962
46. FEIDEN, HAUG, PATOU
CR. Acad. Sciences PARIS 5-261 1215
CR. Acad. Sciences PARIS 5-261 1480
47. SCHIRMANN
Rapport interne
48. LANGMUIR et MOTT SMITH
Gen. Elect. Rev. 2.1924 (449)
49. FITAIRE
Rapport L.P 47. Mai 1965
50. BULLIS and WIEGAND
Rapport AD 411-474
51. WAYMOUTH
J. Appl. Physics 30 n°9 1959 (1404)
52. MEDICUS
Rev. of Scient. Instr. 28 n°10-1957 (822)
53. BRANNER - FRIAR - MEDICUS
R.S.I. 34 n°3 -1963 - (231)
54. HAUG
en cours de publication
55. CARABATEAS -PEZARIS - HATSOPoulos
J. of applied Physics 32 n°3 -1961
56. MILLMAN
Electronics Mac Graw Hill 1951 S 8
57. PAPOULAR
Phénomènes Électriques dans les gaz - Dunod 1963
58. MEDICUS
J. of applied Physics 33 n°10 -1962 - (3094)
59. MEDICUS
Report Aerospace Research Project -4152 p5
60. SLOANE - Mac GREGOR
Phil Mag. 13. 1934

Vu et Approuvé

NANCY, le

Le Doyen

J.AUBRY

Vu et Permis d'Imprimer

NANCY, le

Le Recteur
Président du Conseil de
l'Université

P.IMBS

